

Messungen des Energiespektrums beim Zerfall



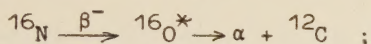
Anpassung einer Ein-Niveau-Formel

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
bei der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Johannes-Gutenberg-Universität
zu Mainz

Jürgen Dietz
geb. in Heidelberg

Mainz 1972

Messungen des Energiespektrums beim Zerfall



Anpassung einer Ein-Niveau-Formel

D i s s e r t a t i o n
z u r E r l a n g u n g d e s D o k t o r g r a d e s

bei der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Johannes-Gutenberg-Universität
zu Mainz

Jürgen Dietz
geb. in Heidelberg

Mainz 1972



Dekan:

Professor Dr. H. Risler

Berichterstatter:

Professor Dr. H. Wäffler

Berichterstatter:

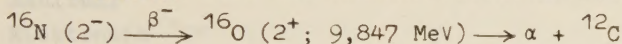
Professor Dr. H. Ehrenberg

Tag der mündlichen Prüfung: 29. Juni 1972

Zusammenfassung

Teil I: Messung des Energiespektrums mit einem Strömungszählrohr

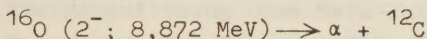
Für den Zerfall $^{16}\text{N} \xrightarrow{\beta^-} ^{16}\text{O}^* \rightarrow \alpha + ^{12}\text{C}$ wird das Energiespektrum von $^{12}\text{C} + \alpha$ mit einem Strömungs-Proportional-zählrohr von minimalem Randeffekt gemessen. Neben der dominierenden Resonanz von $^{16}\text{O}(9,597)$ wird der einfach-verbotene Beta-Übergang



nachgewiesen; die reduzierte Lebensdauer ergibt sich zu

$$f_0 t_{\frac{1}{2}} = (5,1 \pm 1,9) \cdot 10^8 \text{ sec}; \quad \log_{f_0} t_{\frac{1}{2}} = 8,7 \pm 0,17$$

Nach dem paritätsverbotenen α - Zerfall



wird gesucht. Für diese Aufgabe kann die Zählrohrapparatur mit der Festkörperzähler-Apparatur von HÄTTIG [1] nicht konkurrieren.

Teil II: Anpassung einer Ein-Niveau-Formel für das breite

$^{16}\text{O}(9,597)$ - Niveau

Das Spektrum des $^{16}\text{O}^*$ - Zerfalls kann durch eine 1-Niveau-Formel für das $^{16}\text{O}(9,597)$ - Niveau mit 4 Parametern sehr gut wiedergegeben werden. Eine Anpassung an eine Messung von [1] ($2 \cdot 10^8$ α -Zerfälle) ergibt:

$$E_{\text{res}} = 2,424 \text{ MeV}; \quad \Gamma = 0,516 \text{ MeV}; \quad \text{Kanalradius } a = 6,415 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$$

Die beim Zerfall von $^{16}\text{O}(8,872)$ und $^{16}\text{O}(9,847)$ auftretenden Linien werden als Abweichungen zwischen Messung und Anpassung nachgewiesen; ihre Größe ergibt sich unabhängig von der Auswertungsmethode.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung

Teil I: Messung des Energiespektrums mit einem Strömungszählrohr

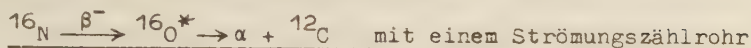
1.	Einleitung	7
2.	Aufgabenstellung	7
3.	Beschreibung der Meßanordnung	9
3.1.	Erzeugung der Neutronen	9
3.2.	Erzeugung von ^{16}N	10
3.3.	Zählrohr	10
4.	Elektronik	13
4.1.	Beschreibung der Elektronik	13
4.2.	Impulsformung	15
4.3.	Pile-up mit dem Beta-Untergrund	19
5.	Energieauflösung	23
5.1.	Energieauflösung ohne Beta-Untergrund	23
5.2.	Berechnung der Energieauflösung mit Beta-Untergrund	23
6.	Weitere Eigenschaften der Elektronik	25
6.1.	Normaleinstellung für Effektmessungen	25
6.2.	Messungen von Integraler Nichtlinearität und elektr. Nullpunkt	25
6.3.	Differentielle Nichtlinearität	27
7.	Durchführung der Effektmessungen	27
7.1.	Meßruns	27
7.2.	Überwachung von Gasverstärkung und Elektronik	28
7.3.	Addition der Meßruns zu einem Gesamtspektrum	29
8.	Untergrundmessungen	31
8.1.	Beta-Untergrund	31
8.2.	Neutronenuntergrund	31
8.3.	Höhenstrahlungsuntergrund	32
9.	Auswertung und Ergebnisse	32
9.1.	Die breite Resonanzlinie von $^{16}\text{O}(9,597)$	32
9.2.	Suche nach weiteren Resonanzlinien mit einem Glättungsverfahren	35
9.3.	Der einfach-verbotene Beta-Übergang $^{16}\text{N} \xrightarrow{\beta^-} ^{16}\text{O}(2^+; 9,847)$	36
9.3.1.	Fehlerrechnung	39

9.4.	Energiegleichung für Teil I	42
9.5.	Ergebnisse und Diskussion	45
10.	Chancen einer Suche nach dem paritätsverbotenen Peak	46
10.1.	Möglichkeiten zur Erhöhung der ^{16}N -Ausbeute	46
10.2.	Erforderliche Meßzeit	47
10.3.	Abbruch der Messungen	47

Teil II: Anpassung einer Ein-Niveau-Formel für das breite $^{16}\text{O}(9,597)$ -Niveau

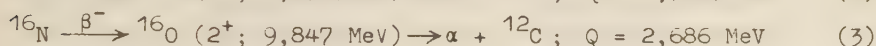
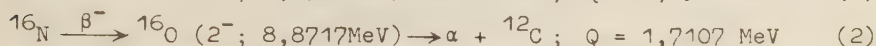
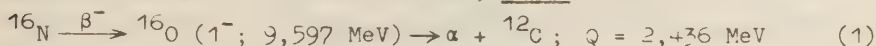
11.	Aufgabenstellung	48
12.	Breit-Wigner Formeln und Anpassungsmethoden	49
12.1.	Spektrale Intensität (allgemeine Formeln)	49
12.2.	Ein-Niveau-Formel	51
12.3.	Einfache Breit-Wigner Formel	52
12.4.	Modifizierte Breit-Wigner Formel	52
12.5.	Parameter der Ein-Niveau-Formel	52
12.6.	Resonanzenergie und Niveaubreite	53
12.7.	Betaübergangswahrscheinlichkeit	55
12.8.	Anpassungsmethoden	56
12.9.	Berücksichtigung des Elektronenuntergrunds	56
12.10.	Berechnung der Coulombwellenfunktionen	57
13.	Anpassungen und Ergebnisse	57
13.1.	Anpassungen für die ganze Resonanzlinie	58
13.1.1.	Anpassungen mit festgehaltenem Kanalradius (5,4 fm)	58
13.1.2.	Anpassungen mit gefittetem Kanalradius	58
13.1.3.	Diskussion der besten Gesamtanpassungen	64
13.2.	Anpassungen in der Umgebung der paritätsverbotenen Linie	65
13.3.	Berücksichtigung des Elektronenuntergrunds (Diskussion)	67
14.	Diskussion	71
14.1.	Ein-Niveau-Formel	71
14.2.	Mehr-Niveau-Anpassungen	71
14.3.	Wiedergabe von Streuphasenmessungen	72
	Literaturverzeichnis	75

Teil I : Messung des Energiespektrums beim Zerfall



1. Einleitung

${}^{16}\text{N}$ im Grundzustand kann in die ersten teilcheninstabilen Zustände von ${}^{16}\text{O}$ zerfallen. Folgende Übergänge sind energetisch möglich (vergl. ${}^{16}\text{O}$ -Niveauschema, Abb.1):



Im ersten Teil dieser Arbeit wird mit einem von radioaktivem ${}^{16}\text{N}$ durchströmten Proportionalzählrohr das Energiespektrum der Zerfallsprodukte $\alpha + {}^{12}\text{C}$ gemessen.

Im Spektrum (Abb.13) dominiert die breite Linie des ${}^{16}\text{O}(9,597)$ - Niveaus. Die schwachen Linien von (2) und (3) sind im Maßstab der Abb.13 nicht darstellbar und können nur durch sehr genaue Untersuchungen nachgewiesen werden.

Reaktion (2) ist ein paritätsverbotener α -Zerfall, der von HÄTTIG [1] nachgewiesen wurde. Reaktion (3), ein einfach-verbotener Beta-Zerfall, wurde von HÜNCHEN [2] nachgewiesen.

Neben jedem Zerfall nach (1) treten rund 10^5 Beta-Zerfälle in teilchenstabile Niveaus von ${}^{16}\text{O}$ auf, vergl. Verzweungsverhältnis in Abb.1. Dies führt zu einem starken Beta-Untergrund.

2. Aufgabenstellung

Zur Untersuchung des paritätsverbotenen α -Zerfalls (2) sucht man im $\alpha + {}^{12}\text{C}$ - Spektrum bei 1,711 MeV nach einer sehr intensitätsschwachen Linie ("paritätsverbotener Peak"). Zu klären war die Frage, wie diese Linie am besten nachzuweisen sei. Es standen folgende Nachweismethoden zur Auswahl:

a) Nachweis mit Proportionalzählrohr (diese Arbeit)

b) Nachweis mit Festkörperzähler-Apparatur, [1]

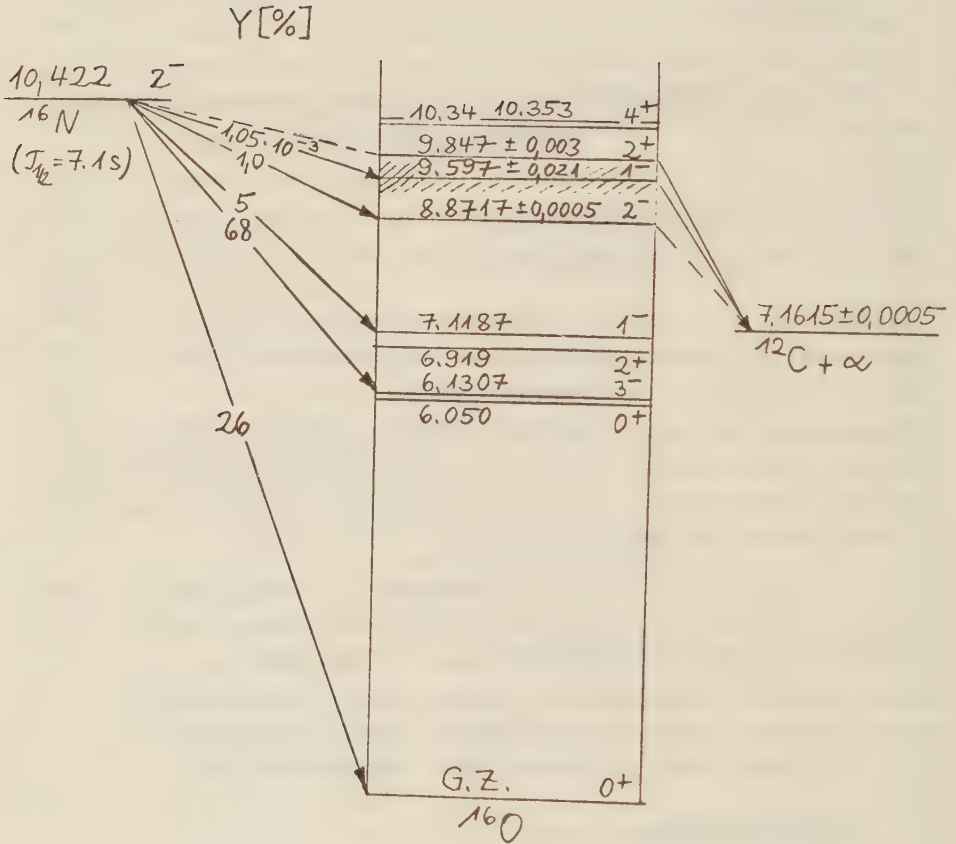


Abb.1: Ausschnitt aus dem ^{16}O Niveauschema, nach [3]

Da nur durch das Experiment geklärt werden konnte, welche Methode besser geeignet war, mußten beide Methoden gleichzeitig entwickelt werden. Die Erfahrungen mit einer Zählrohrapparatur (Methode a) sind in Teil I dieser Arbeit zusammengestellt.

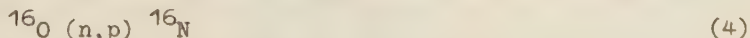
Die Verwendung einer Zählrohrapparatur erschien vor allem aus Intensitätsgründen interessant, da das Zählrohr die Impulse der Zerfallsprodukte aus einem großen Zählvolumen gesammelt nachweist.

Nachteilig ist der Randeffekt des Zählrohrs. Der Untergrund an der Stelle des "paritätsverbotenen Peaks" wird nämlich im wesentlichen durch die Höhe des Ausläufers der $^{16}\text{O}(9,597)$ - Linie bestimmt. Der Randeffekt des Zählrohrs erhöht diesen Ausläufer. Die zum Nachweis des paritätsverbotenen Peaks erforderliche Meßzeit ist aber proportional zu diesem Untergrund (ROTH, [4]).

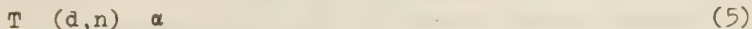
Zur Vorbereitung dieser Arbeit wurde deshalb zusammen mit POHLIG ein "Laminar-Strömungszählrohr mit minimalem Randeffekt" [5] entwickelt. Bei diesem Zählrohr betrug die Untergrundzählrate an der Stelle des paritätsverbotenen Peaks 5,5 % des Maximums der $^{16}\text{O}(9,597)$ - Linie (bei HÄTTIG 3 % des Maximums). Mit diesem Zählrohr wurden die folgenden Messungen durchgeführt.

3. Beschreibung der Meßanordnung

Das β^- - aktive ^{16}N wird durch Bestrahlung einer festen Sauerstoffverbindung mit 14 MeV - Neutronen durch die Reaktion



erzeugt. Die Neutronen werden mit der Reaktion



hergestellt.

3.1 Erzeugung der Neutronen

Zur Erzeugung der Neutronen nach (5) wird ein Tritium-Target mit Deuteronen bestrahlt.

Die Deuterium-Ionen werden von einer HF - Quelle erzeugt und mit 400 keV beschleunigt (Hochspannungsanlage von Firma SAMES, Grenoble). Elektrostatische Linsen im Ionenrohr fokussieren den Strahl auf das Tritiumtarget. Ein Wedler (gekreuzte elektrische Wechselfelder) bewirkt, daß sich der Brennfleck ständig über die

Targetfläche bewegt. Strahlströme weit über 500 μA sind erreichbar.

Als Target für die Neutronenerzeugung dient ein festes Titan-Tritium-Target mit Kupfer-backing, wassergekühlt, Aktivität: 10 mC Tritium. Bei einem für das Target zulässigen Strahlstrom von 500 μA wird maximal eine Neutronen-Quellstärke von $6 \cdot 10^{10}$ Neutronen/sec in 4π erreicht. Während einer Strahlzeit von 30 h geht die erreichbare Neutronenausbeute durch Abnutzung des Tritium-Targets auf die Hälfte zurück. Danach wird das Target erneuert.

3.2 Erzeugung von ^{16}N

Die Neutronen werden in der Mitte eines Behälters erzeugt, der mit 55 Mol $\text{Be}(\text{OH})_2$ - Pulver gefüllt ist. Diese Anordnung wird mit 5 to Paraffin gegen die Umgebung abgeschirmt. Die nach (4) erzeugte ^{16}N -Aktivität wird in einem kontinuierlichen Gaskreislauf aus der Abschirmung heraus zum Zählrohr transportiert. Die Gasströmung durchsetzt das lockere $\text{Be}(\text{OH})_2$ - Pulver und nimmt das gebildete ^{16}N mit. Das Transportgas ist zugleich Zählgas.

Das Zählgas strömt über einen Katalysator, der Spuren von Sauerstoff durch Oxydation beseitigt. Dadurch werden kurzfristige Schwankungen der Gasverstärkung verhindert, die durch den elektro-negativen Sauerstoff verursacht werden können, wenn er durch Lecks in den Zählgas-Kreislauf gerät.

Eine ausführliche Beschreibung des Zählgas-Kreislaufs findet sich bei POHLIG [5] .

3.3 Zählrohr

Das in dieser Arbeit verwendete Proportionalzählrohr wird ebenfalls bei POHLIG beschrieben (dort als "Zählrohr II" bezeichnet). Einige Eigenschaften dieses "Zählrohrs mit minimalem Randeffect" seien hier erwähnt:

Das Transportgas mit aktivem ^{16}N strömt von oben nach unten parallel zum Zählendraht durch das Zählrohr, und zwar als laminarer Strahl von 5 cm Durchmesser und 60 cm Länge. Zwischen diesem Strahl und der Zählrohrwand strömt eine Schicht von inaktivem Gas; die Dicke dieser Schicht ist größer als die Reichweite der radioaktiven Zerfallsprodukte. Dadurch wird der Wandeffect vermieden. (Nur durch Diffusion, besonders im unteren Teil des Zählrohrs, kommt etwas Aktiv-Gas in die Nähe der Zählrohrwand.)

Abb. 2: Einstromteil des verwendeten Laminarströmungszählrohrs

Maßstab 1:2

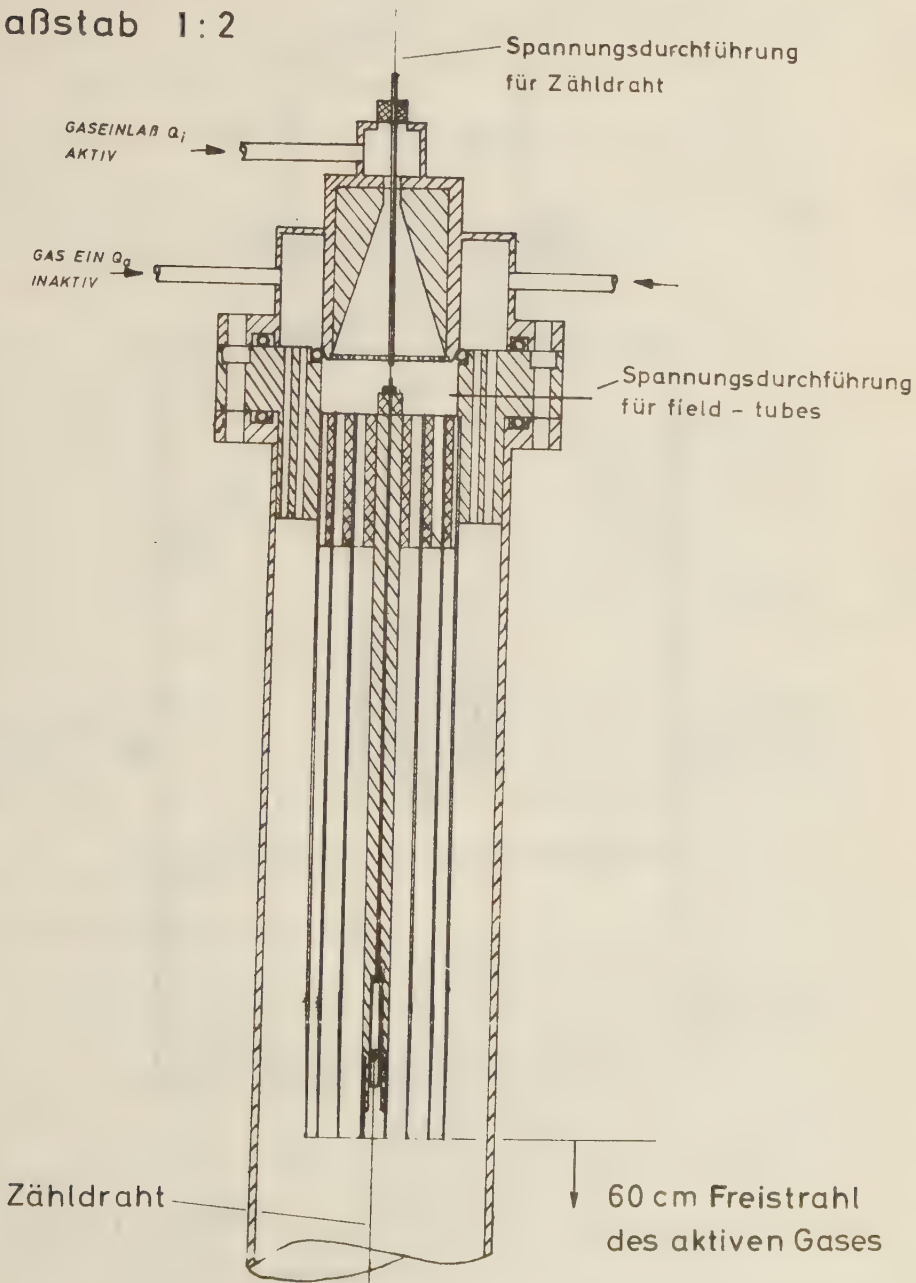
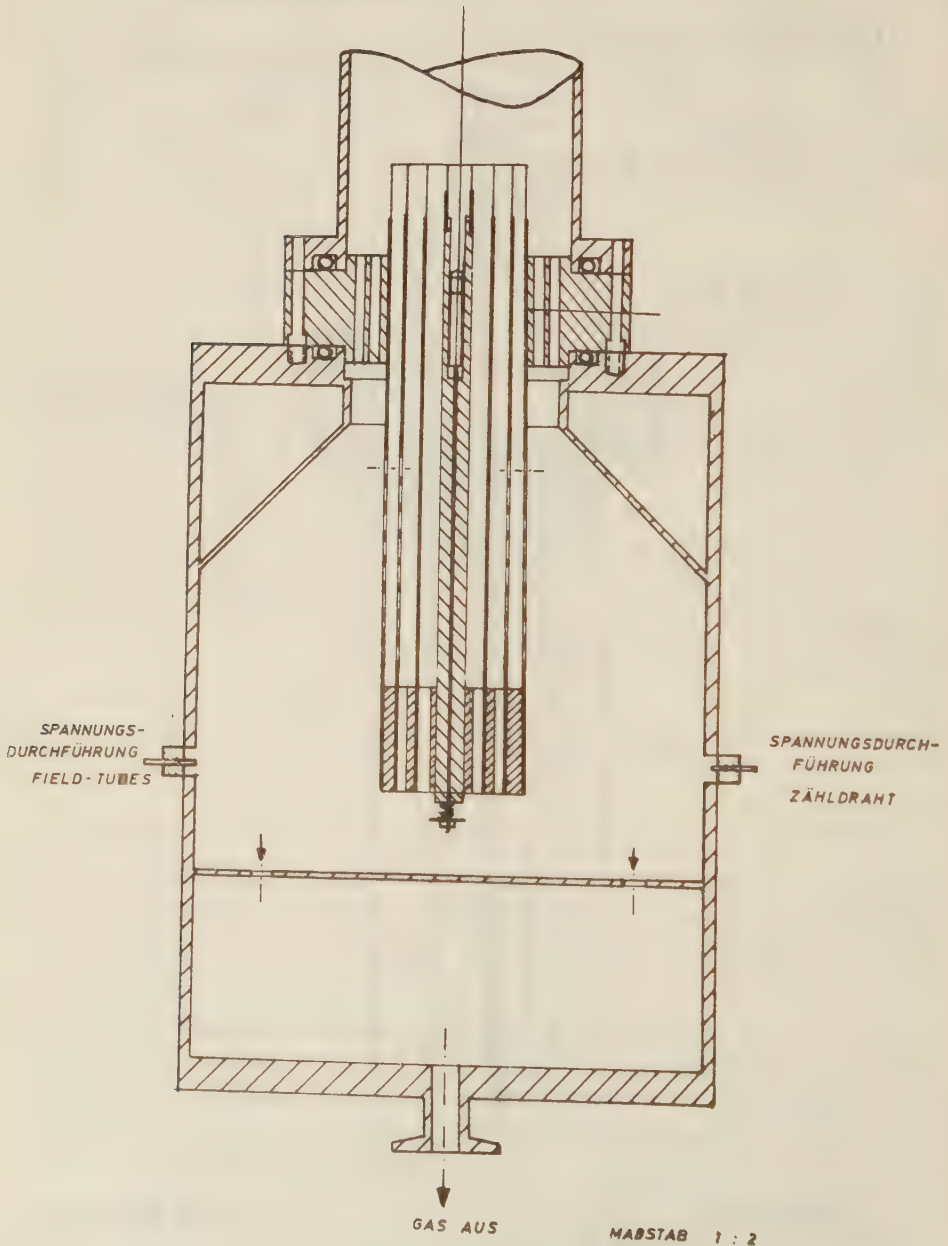


Abb. 3: Absaugteil des Laminar - Strömungs-
zählrohrs



Die Abb.2 und 3 zeigen die Ein- und Ausströmvorrichtungen an den Enden des Zählrohrs, die diesen laminaren Freistrahle erzeugen und auffangen. *) Die laminare Strömung wird durch ein System von konzentrischen Rohren erreicht; diese werden gleichzeitig als field-tubes benutzt.

Folgende in [5] gefundene optimale Meßbedingungen wurden eingehalten:

Zusammensetzung des Gases im Kreislauf für möglichst gute Energieauflösung im Zählrohr: 690 Torr Argon, 10 Torr CO_2 .

Strömungsmengen für Innen- und Außenströmung im Zählrohr:

$$Q_i = 400 \text{ l/h ;}$$

$$Q_a = 400 \text{ l/h .}$$

Wegen des intensiven Beta-Untergrunds, der beim ^{16}N -Zerfall entsteht, wird das Zählrohr als Doppelzählrohr betrieben. Der Zählendraht ist genau in der Mitte durch eine Glasperle unterteilt. Die Impulse aus den beiden Teilzählrohren werden in zwei getrennten Zweigen der Elektronik verarbeitet. Jeder Zweig führt nur einen Teil des im gesamten Zählrohr entstehenden Beta-Untergrunds. — Vom Eintritt des aktiven Gases in die obere Zählrohrhälfte bis zu seinem Eintritt in die untere Zählrohrhälfte vergeht genau eine Halbwertszeit von ^{16}N . Man erwartet deshalb im oberen Teilzählrohr doppelt so viel Zerfälle wie im unteren.

Zur Energieeichung kann in jeder Zählrohrhälfte ein ^{241}Am - Präparat eingebracht werden. Die Präparate emittieren je 30 α -Teilchen pro sec in einen Raumwinkel von 2π ($E_\alpha = 5,486 \text{ MeV}$). Totzeiteffekte bei der Energieeichung sind deshalb vernachlässigbar.

4. Die Elektronik

4.1 Beschreibung der Elektronik

Die Elektronik besteht aus zwei getrennten Zweigen für den oberen und den unteren Teil des Zählrohrs ("oberer" und "unterer" Zweig). Blockschaltbild: Abb.4.

Für die Vorverstärker im Bestrahlungsraum wurde eine Röhrenschaltung mit einer Cascode-Stufe am Eingang gewählt. Im übrigen besteht die Elektronik aus konventionellen transistorisierten Bauteilen.

*) Herrn Dipl.-Phys. W.-D. Pohlitz danke ich für die Überlassung der Originalzeichnungen zu Abb.2 und 3.

Doppel-Zählrohr (schematisch)

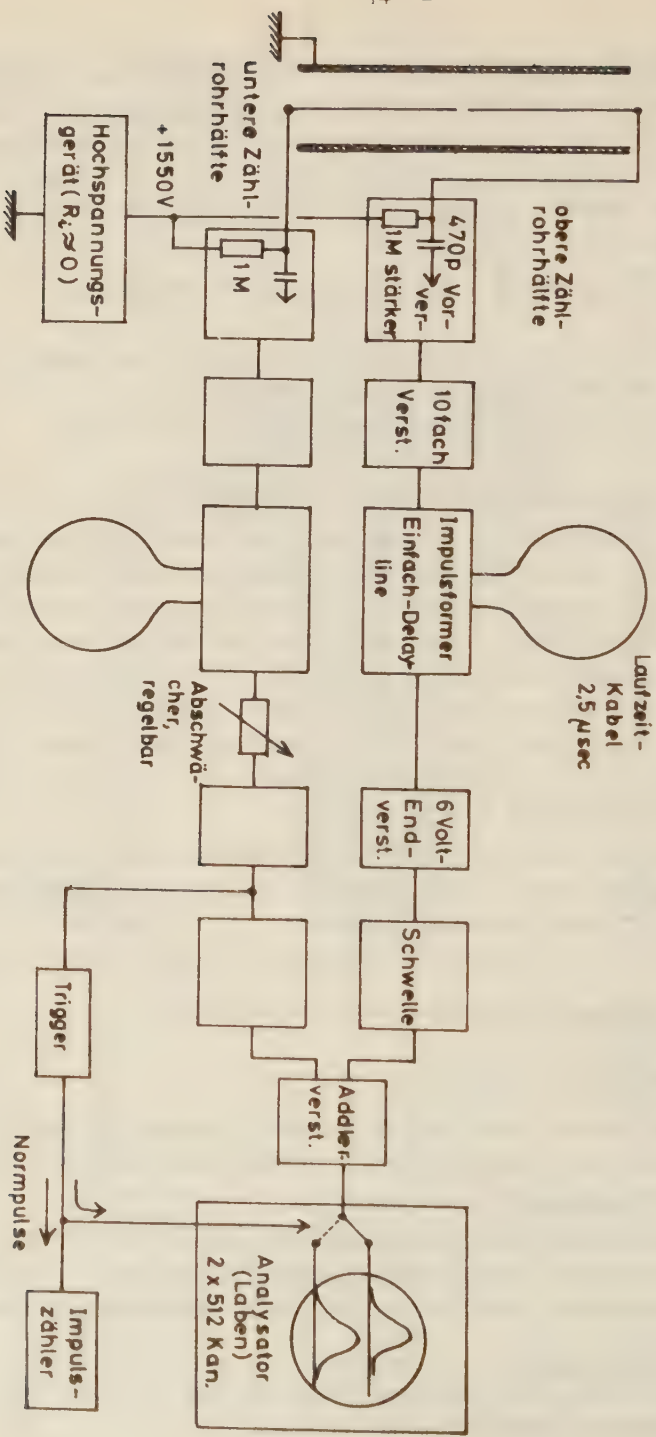


Abb. 4 : Blockschaltbild der Elektronik

Die Impulsformung erfolgt durch Einfach-delay-line-Klippen mit 2,5 μ sec Verzögerungszeit. Dann werden die Impulse auf eine Diodenschwelle gegeben, die eine der Energie 470 keV entsprechende Impulshöhe abschneidet. Hinter den Schwellen werden beide Zweige über einen Addierverstärker zusammengefaßt, auf den Eingang eines 1024-Kanal-Analysators von LABEN gegeben und gemeinsam in einem GATTI-Konverter analysiert. Das Gedächtnis des Analysators speichert zwei getrennte Impulshöhenspektren für die beiden Zweige; die Umschaltung erfolgt durch Triggerpulse, die gleichzeitig mit Pulsen aus dem unteren Zweig auf den Analysator gegeben werden. Zur Überwachung der $^{16}\text{O}^*$ - Zerfallsrate während der Messung werden die Triggerpulse aus dem unteren Zweig auf einen Impulszähler gegeben.

Die erwähnten Diodenschwellen unterdrücken alle Signale unter 470 keV und verhindern damit weitgehend, daß sich bei der Zusammenfassung der Zweige dem Energiesignal des einen Zweiges das Rauschen und der Beta-Untergrund des anderen Zweiges überlagert.

4.2 Impulsformung

Oszillographenbeobachtungen der Energiesignale aus dem Zählrohr finden sich in Abb.5a.

Der erste Anstieg des Energiesignals entspricht der Elektronensammelzeit im Zählrohr, 1 - 2 μ sec. Der weitere langsame Anstieg wird durch die Ionensammelzeit bestimmt, die um Zehnerpotenzen größer ist.

Die mittlere Elektronensammelzeit wächst mit der Teilchenenergie (Spurlänge); die größten Sammelzeiten ergeben sich für die Pulse des ^{241}Am -Präparats. Die Elektronensammelzeit hängt außerdem stark von der Lage der Teilchenspur zum Zähldraht ab. Dadurch ergeben sich auch bei Teilchen gleicher Energie Energiesignale von unterschiedlichem Zeitverlauf, siehe Abb.6.

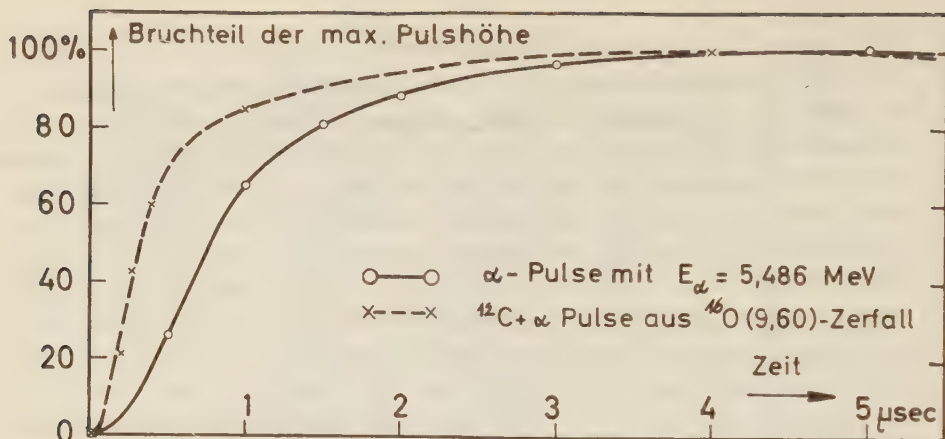


Abb. 5a: Mittlerer Zeitverlauf der Zählrohrpulse vor dem Klippen (Oszillographenbeobachtungen)

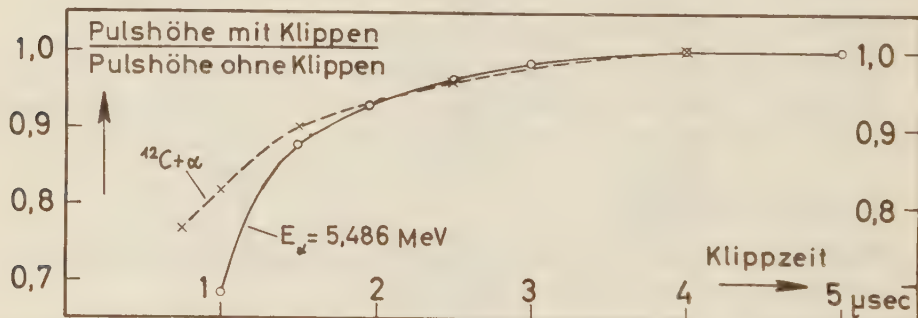


Abb. 5b: Impulshöhendefizit durch delay-line Klippen (Zeichen-erklärung wie in Abb. 5a)

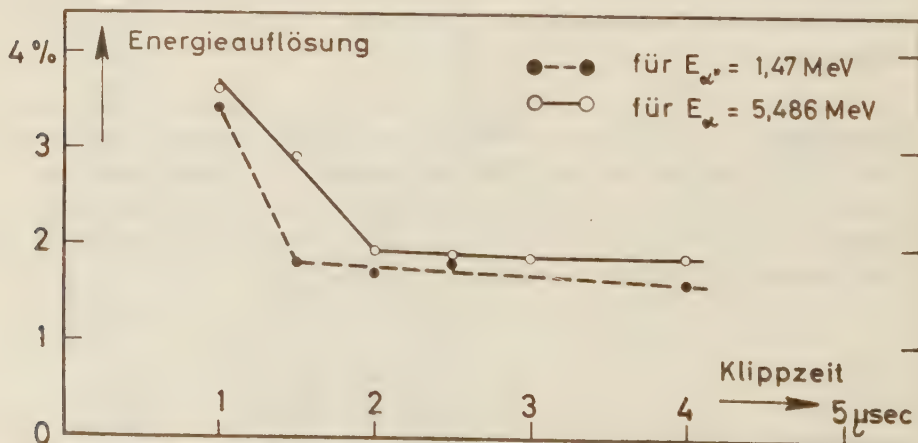


Abb. 5c: Energieauflösung der gesamten Zählrohrapparatur als Funktion der Klippzeit (ohne β -Untergrund gemessen)

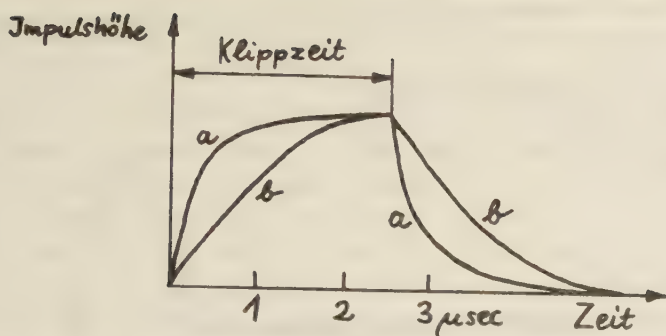


Abb.6: Impulsform nach delay-line-klippen (schematisch)

- a) Teilchenspur parallel zum Zähldraht
- b) Teilchenspur senkrecht zum Zähldraht

Für die Impulsformung ist wegen der unterschiedlichen Impulsformen delay-line-Klippen besonders vorteilhaft. Eine RC-Impulsformung würde Impulse mit verschiedenen Anstiegszeiten u.U. verschieden verarbeiten.

In Abb.7 sind Messungen der α -Linie von ^{241}Am mit beiden Methoden der Impulsformung zum Vergleich dargestellt. Die Klippzeit bzw. RC-Zeit ist jeweils $2,5 \mu\text{sec}$, die Meßdauer 128 sec. Beide Spektren enthalten insgesamt gleichviel Impulse. Sie wurden mit einem Prototyp des endgültigen Zählrohrs gemessen.

In Abb.7 tritt bei beiden Spektren gleichermaßen eine Verbreiterung der niederenergetischen Flanke durch Wandeffekt im Zählrohr auf. Für die unterschiedliche Höhe der Maxima bei gleicher Fläche der Spektren ist jedoch die unterschiedliche Impulsformung verantwortlich. Bei RC-Impulsformung wird häufiger als beim delay-line-Klippen nicht die volle Impulshöhe (Maximum des Spektrums) erreicht. Hier zeigt sich die besondere Eignung des delay-line-Klippens für die Verarbeitung der Zählrohr-Energiesignale.

Die Klippzeit wird nach folgenden Gesichtspunkten gewählt:

- 1) Das pile-up zwischen Energiesignal und Beta-Untergrund, das die Energieauflösung verschlechtert, wächst mit der Klippzeit, deshalb soll die Klippzeit kurz sein.
- 2) Die Klippzeit muß länger sein als die Elektronensammelzeit bei allen vorkommenden Energien, damit Energielinearität und Energieauflösung nicht beeinträchtigt werden.

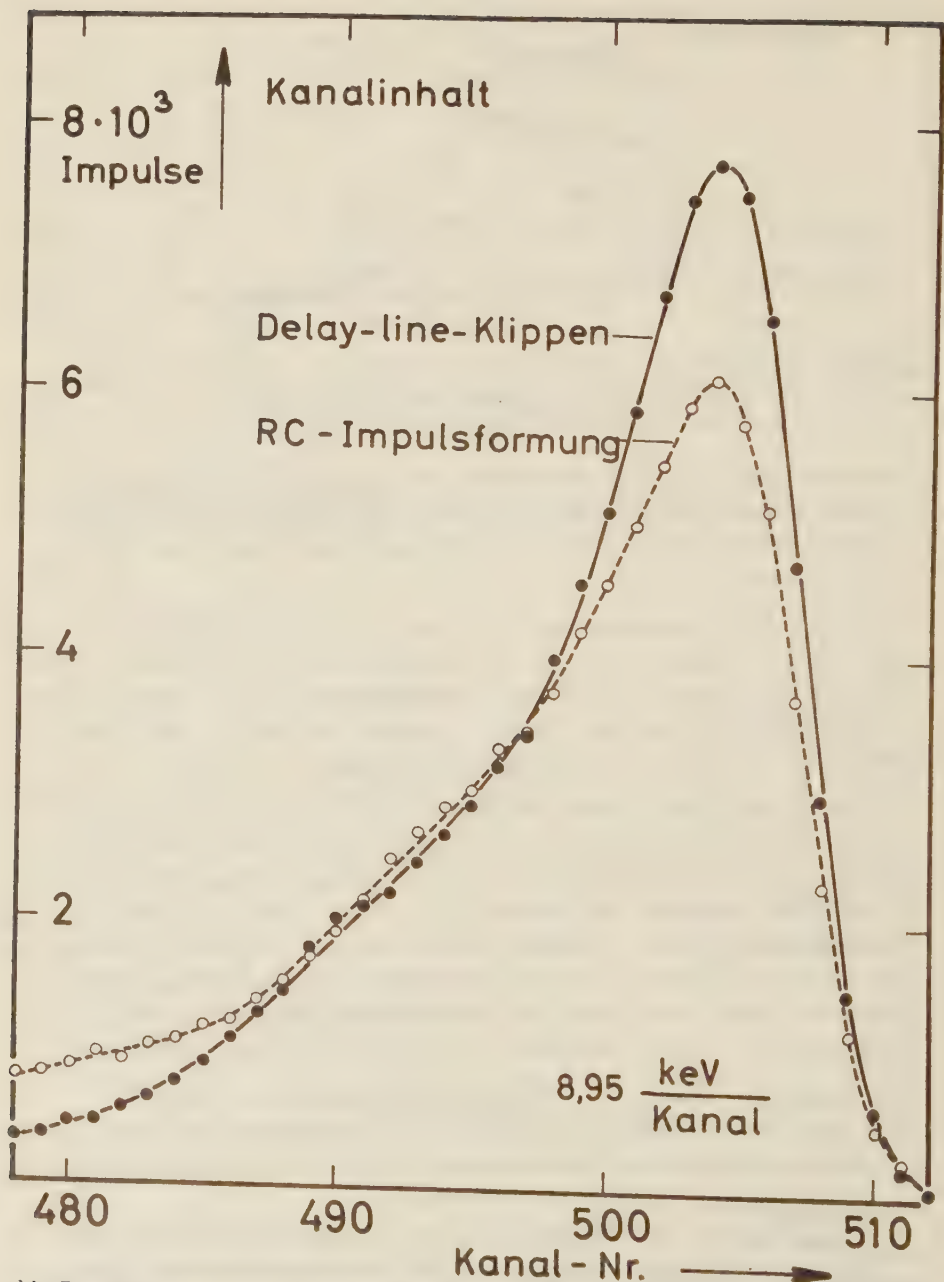


Abb.7: Zählrohr-Energiespektrum für α -Teilchen von ^{241}Am , gemessen für verschiedene Arten der Impulsformung unter sonst gleichen Bedingungen (gleiche Meßzeit)

Der zweite Punkt hat besonders Gewicht; er wird in den Messungen zu Abb. 5b und 5c untersucht.

Abb.5b zeigt für das verwendete Zählrohr das Impulshöhendefizit durch delay-line-Klippen. Der Quotient: Pulshöhe mit Klippen / Pulshöhe ohne Klippen wurde bestimmt:

1. für α -Teilchen von ^{241}Am ,

2. für die Zerfallsprodukte von ^{16}O ($9,597$) $\rightarrow \alpha + ^{12}\text{C}$.

Beim ^{16}O -Zerfall wurde das Maximum des breiten Energiespektrums gemessen und zur Bildung des obigen Quotienten benutzt.

Gleiches Impulshöhendefizit für beide Energiesignale und damit Energielinearität erhält man bei Klippzeiten ab $2,5 \mu\text{sec}$.

Abb.5c zeigt für den Zählrohr-Prototyp die Energieauflösung als Funktion der Klippzeit, und zwar für α -Teilchen aus der Reaktion

$^{10}\text{B} (n, \alpha) ^7\text{Li}^*$: $E_{\alpha \text{ lab}} = 1472 \text{ keV}$
 und vom ^{241}Am -Präparat: $E_{\alpha} = 5486 \text{ keV}$.

Um die $^{10}\text{B} (n, \alpha)$ -Reaktion im Zählrohr zu erzeugen, wurde es innen mit Borsäure bestäubt und dann mit Neutronen bestrahlt. Aus dem Abfall des beobachteten Kantenspektrums wird die Energieauflösung bestimmt. Bei der α -Linie des Am-Präparats wird die Auflösung aus der hochenergetischen Flanke des Energiespektrums bestimmt. Die andere Flanke ist durch Wandeffekt verbreitert.

Die Energieauflösung in Abb.5c wird bei kleinen Klippzeiten schlecht, weil hier die Klippzeit kürzer ist als die Elektronensammelzeit bei den langsamer ansteigenden Impulsen. Ab $2,5 \mu\text{sec}$ Klippzeit ist dagegen eine gute Energieauflösung für alle Impulsformen gewährleistet.

Dementsprechend wählt man die Klippzeit = $2,5 \mu\text{sec}$.

4.3 Pile-up mit dem Beta-Untergrund

Die β^- -Zerfälle des ^{16}N im Zählrohr erzeugen einen intensiven Untergrund kleiner Impulse. Deren Impulshöhenspektrum ist im niederenergetischen Teil von Abb.12 eingetragen. (Nur dieser Teil des Spektrums wurde ohne Diodenschwelle gemessen.) Während man neben einem Zerfall $^{16}\text{O}(9,597) \rightarrow \alpha + ^{12}\text{C}$ rund 10^5 Beta-Zerfälle erwartet, beobachtet man nur 5000 Beta-Impulse mit Impulshöhen über 50 keV (nach Auswertung von Abb.12).

Um das Pile-up der Energiesignale mit dem Beta-Untergrund zu untersuchen, wird im Gaskreislauf ^{16}N unter den Bedingungen der späteren Experimente erzeugt. Die Stärke des Beta-Untergrunds wird durch die Zählrate der gleichzeitigen Zerfälle ^{16}O ($9,597$) $\longrightarrow$ $\alpha + ^{12}\text{C}$ charakterisiert. Als Energiesignal dienen u.a. Impulse eines Pulsgebers, die gleichen Zeitverlauf wie die Energiesignale aus dem Zählrohr haben. Diese Impulse werden am Eingang des Vorverstärkers kapazitiv eingekoppelt.

Die Energieauflösung wird durch den Beta-Untergrund verschlechtert. Abb.8 zeigt die Verbreiterung einer Pulsgeber-Linie im Energiespektrum. Die hochenergetische Flanke der Linie wird durch Pile-up mit dem Beta-Untergrund verbreitert, die niederenergetische Flanke durch das Unterschwingen der Untergrundpulse.

Abb.9 zeigt die vom Beta-Untergrund verursachte Verschiebung des elektronischen Energienullpunkts und der Am - Eichlinie.

Zu Abb.9a: Zur Messung des elektronischen Nullpunkts wird eine Folge von Impulsgeberlinien verschiedener Höhe am Eingang des Vorverstärkers eingekoppelt. Aus ihrer Lage im Energiespektrum berechnet man den Nullpunkt. Abb.9a zeigt die Änderungen der Nullpunktlage. Das negative Base-line-shift wird durch das Unterschwingen der Beta-Untergrundpulse bewirkt.

Zu Abb.9b: Die Am-Eichlinie wird durch den Beta-Untergrund stärker verschoben als der elektronische Nullpunkt. Die Ursache für diesen Unterschied kann nicht in der Elektronik, muß also im Zählrohr liegen. Vermutlich bilden sich im Zählrohr bei großen Untergrundzählraten positive Raumladungen aus, bedingt durch die geringe Beweglichkeit der positiven Ionen, die die effektive Zähl drahtspannung und damit die Gasverstärkung herabsetzen.

Bei den späteren Effektmessungen muß man deshalb die Intensität des Beta-Untergrunds konstant halten. Die Kontrolle der Gasverstärkung usw. muß ebenfalls bei dieser Untergrund-Intensität erfolgen.

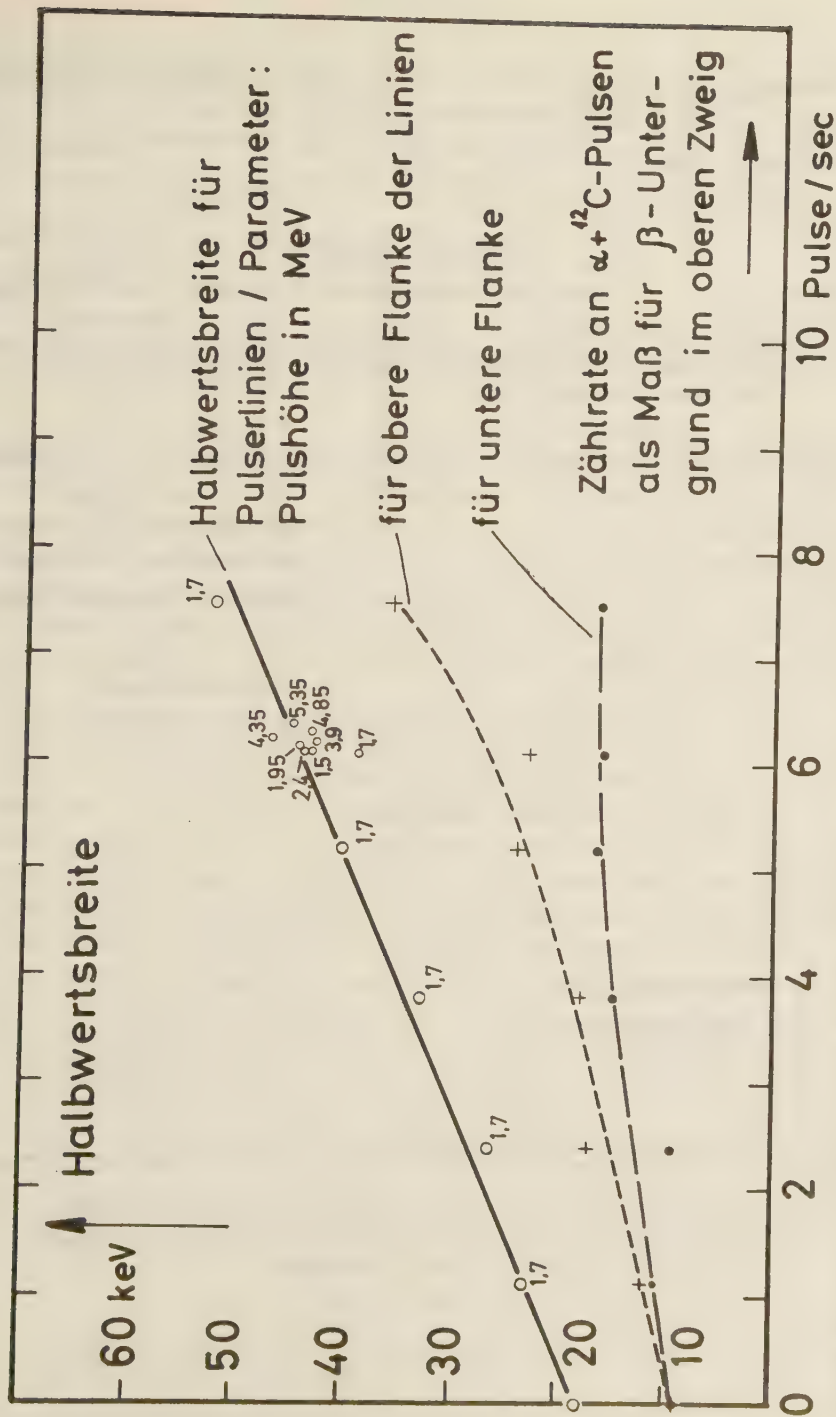


Abb. 8: Verbreiterung von Linien des Energiespektrums durch Beta-pile-up

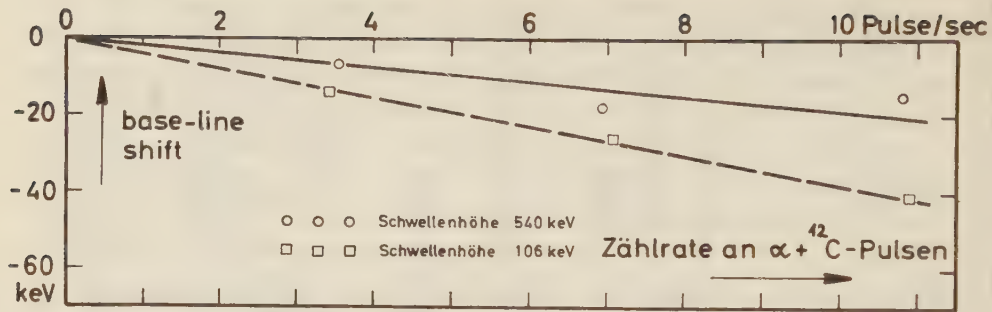


Abb. 9a: Shift des elektronischen Nullpunkts bei Überlagerung von Beta-Untergrund

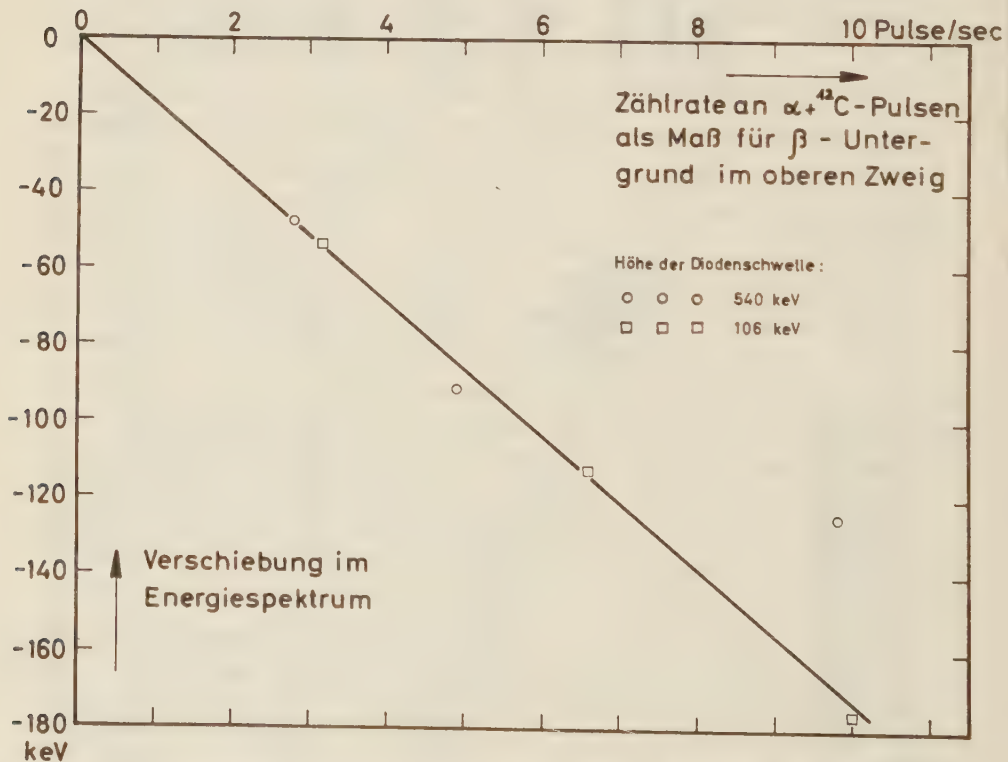


Abb. 9b: Verschiebung der Eichlinie von ${}^{241}\text{Am}$ durch den Beta-Untergrund (Umrechnung der Verschiebung in keV gemäß Energieeichung ohne Beta-Untergrund)

5. Energieauflösung

Die Energieauflösung (= Halbwertsbreite FWHM der Apparatefunktion) wird bestimmt durch: die Auflösung der Elektronik, die Auflösung des Zählrohrs und durch pile-up mit dem Beta-Untergrund.

5.1 Energieauflösung ohne Beta-Untergrund

Die Auflösung der Elektronik allein (12 - 15 keV) ist wesentlich besser als die Auflösung von Zählrohr und Elektronik. Abb. 5c zeigt Meßwerte der Auflösung von Elektronik und Zählrohrprototyp

für	$E_{\alpha} = 1,472 \text{ MeV}$	(Borkante)
und	$E_{\alpha} = 5,486 \text{ MeV}$	(Am - Präparat)

Bei beiden E_{α} wird praktisch dieselbe prozentuale Energieauflösung gemessen (rund 1,8 %). Man darf annehmen, daß diese Auflösung auch im interessierenden Bereich zwischen diesen Energien erreicht wird. Das für die Effektmessungen verwendete Zählrohr erreicht für die Am-Eichlinie eine Energieauflösung von 1,7 %. Das gilt für relativ kurze Testmessungen. Bei Effektmessungen, die über einen großen Zeitraum fortgeführt werden, ergeben sich ca. 2 % Energieauflösung.

5.2 Berechnung der Energieauflösung mit Beta-Untergrund

Für die Linien der Niveaus $^{16}\text{O}(8,872)$ und $^{16}\text{O}(9,847)$ soll die Auflösung mit Beta-Untergrund berechnet werden. Als Apparatefunktion ohne Beta-Untergrund wird eine Gaußkurve mit 2 % Halbwertsbreite angenommen. Diese wird mit dem gemessenen Energiespektrum von Pulserlinien gefaltet, die durch Beta-Untergrund verbreitert sind. Als Maß für die Intensität des Beta-Untergrunds wird die Zählrate an $\alpha + \text{C}$ - Pulsen im oberen Zweig angegeben.

Die Halbwertsbreite der resultierenden Apparatefunktion ist in Abb.10 dargestellt. Abb.10 zeigt, daß bei den erreichbaren Zählraten der $^{16}\text{O}^*$ - Zerfälle die Verbreiterung durch Beta-Untergrund gegenüber der Zählrohrauflösung nicht zu groß wird. (Im Dauerbetrieb konnte man maximal vier $^{16}\text{O}^*$ - Zerfälle pro sec im oberen Zählrohr bekommen.)

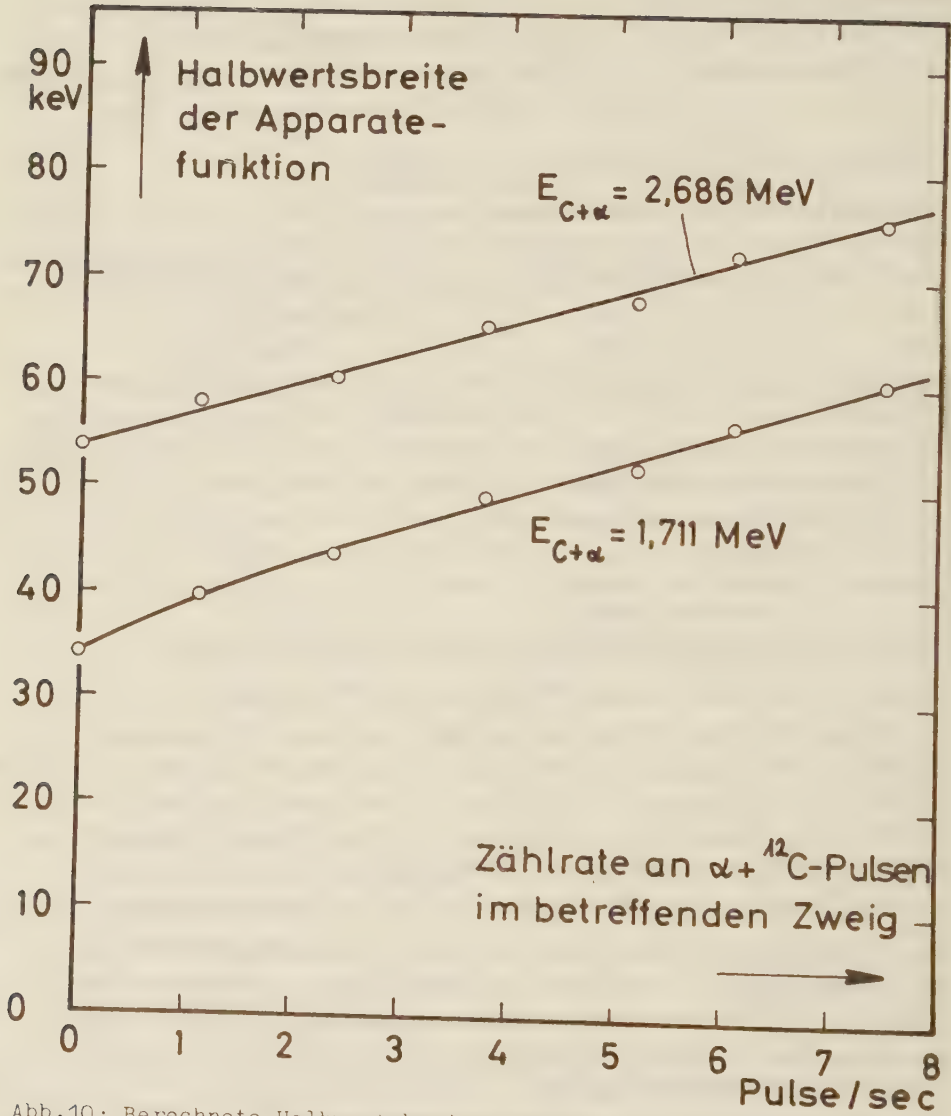


Abb.10: Berechnete Halbwertsbreite der Apparatefunktion von Zählrohr und Elektronik mit Beta-pile-up
Parameter: $E_{C+\alpha}$
 $E_{C+\alpha} = 1,711 \text{ MeV}$ für paritätsverbotenen Peak
 $E_{C+\alpha} = 2,686 \text{ MeV}$ für Folgezerfall nach verbotenen Betazerfall

6. Weitere Eigenschaften der Elektronik

Die Elektronik muß maximal 16 Pulse/sec vom $^{16}\text{O}^*$ - Zerfall und rund $16 \cdot 10^5$ Pulse/sec vom Beta-Untergrund aus dem Zählrohr verarbeiten.

6.1 Normaleinstellung für die Effektmessungen, Energieeichung I

Das Spektrum der Zerfallsprodukte von $^{16}\text{O}^*$ wird in 2×512 Kanälen analysiert; Energiebereich: $E_{\text{O}+\alpha} = 1,1 \text{ MeV}$ bis 6 MeV ; Kanalbreite: $10,1 \text{ keV}$. Bei der nach Abb.10 erreichbaren Gesamtauflösung von $40 - 60 \text{ keV}$ ist diese Einstellung sinnvoll.

Der Nullpunkt wird in Kanal -71 gelegt, das Maximum der breiten Resonanzlinie in Kanal 160. Diese Einstellung wird im ganzen Teil I dieser Arbeit beibehalten. Die dadurch festgelegte Kanaluordnung wird im folgenden als Energieeichung I bezeichnet. Die genaue Energieeichung für diese Einstellung muß Korrekturen berücksichtigen; sie findet sich in Abschnitt 9.4.

6.2 Messung von Integraler Nichtlinearität und elektr. Nullpunkt

Zur Messung der Integralen Nichtlinearität (INL) gibt man in beiden Elektronikzweigen jeweils etwa 25 äquidistante Impulshöhen eines Testpulsgebers auf den Eingang des Vorverstärkers und bestimmt ihre Kanallage im Energiespektrum. Die Impulshöhen werden mit einem digitalen Voltmeter eingestellt, sie führen zu Kanallagen zwischen K.90 und K.500. Bei den Effektmessungen interessiert man sich vor allem für den Teil des Spektrums, der zwischen Kanal 90 und 230 liegt. Deshalb wird die INL für diesen Bereich bestimmt; der Zusammenhang zwischen Impulshöhe und Kanallage wird hier durch eine Ausgleichsgerade wiedergegeben. Die Differenz ΔK von gemessener Kanallage und der aus der Ausgleichsgeraden berechneten Lage ist in Abb.11 dargestellt. Nach der in dieser Abb. gegebenen Definition ergibt sich eine INL von $0,2 \%$ im oberen bzw. $0,3 \%$ im unteren Zweig.

Der elektronische Nullpunkt (d.h. die Kanalnummer, die zur Energie Null gehört) ergibt sich aus der hier berechneten Ausgleichsgerade. Er kann nach dieser Methode auf $0,5$ Kanäle genau berechnet und eingestellt werden.

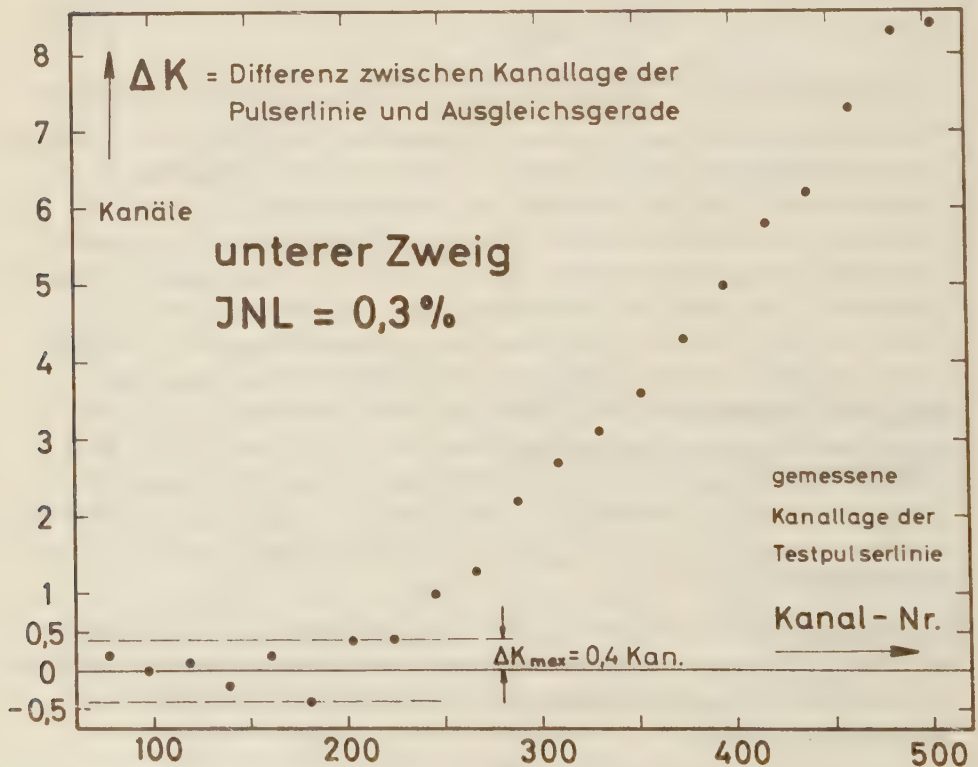
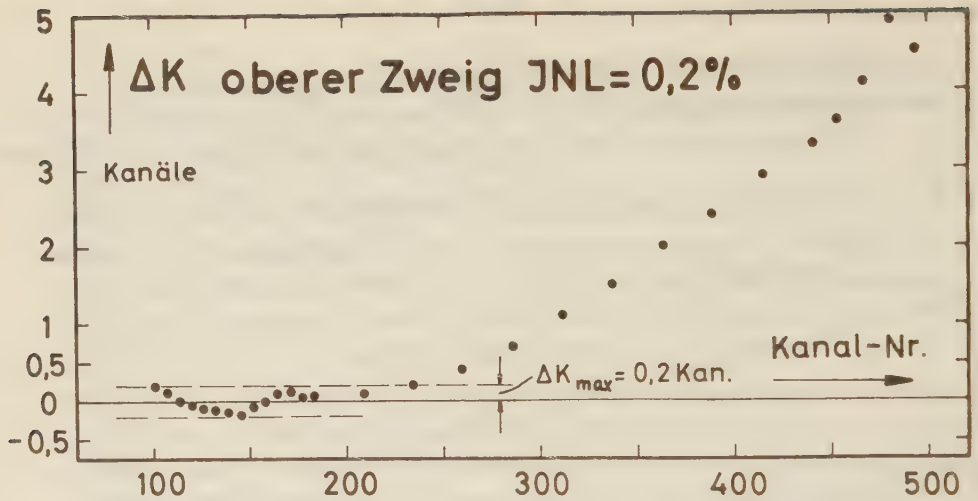


Abb.11: Integrale Nichtlinearität der Elektronik

$$\text{Definition: } JNL = \frac{\Delta K_{\max}}{\text{Zahl der Kanäle im "Meßbereich"}}$$

Der Kanalbereich oberhalb K.230 ist nur für die Messungen mit dem ^{241}Am - Eichpräparat interessant, dessen α - Linie bei Kanal 480 liegt. Man stellt in diesem Bereich nicht mehr höchste Ansprüche an die Linearität der Elektronik, überwacht jedoch für die Energieeichung die hier vorhandene INL, vergl. Abb.11.

6.3 Differentielle Nichtlinearität

Die differentielle Nichtlinearität des verwendeten Vielkanalanalysators mit GATTI-Konverter war kleiner als 1 Promille. Dies ergab sich aus Testmessungen mit einem "sliding-pulser".

7. Durchführung der Effektmessungen

7.1 Meßruns

Es wurden 180 Stunden Effektmessungen durchgeführt. Diese Zeit mußte in Meßruns von 1 Stunde Dauer unterteilt werden; in den Pausen wurde die Gasverstärkung nachgeregelt (siehe Abschn. 7.2).

Insgesamt wurden $2,0 \cdot 10^6$ Zerfälle $^{16}\text{O}^* \rightarrow \alpha + ^{12}\text{C}$ spektrometriert. Im oberen Zweig der Elektronik wurden dabei 2,2 Zerfälle/sec registriert, im unteren Zweig 1,1 Zerfälle/sec. Bei dieser Intensität erwartet man nach Abb.10 eine Energieauflösung von 44 keV (2,6 %) beim paritätsverbotenen Peak und von 60 keV (2,2 %) bei der $^{16}\text{O}(9,847)$ - Linie (Folgezerfall nach verbotenen Betazerfall).

Die Intensität der α - Zerfälle wurde während der Messung mit einem Impulszähler überwacht (vergl. Elektronik Abb.4) und konstant gehalten. Damit war auch die Intensität des Beta-Untergrunds konstant. Dies hatte sich als nötig erwiesen, um bei den Vorversuchen in Abschnitt 4.3 eine stabile Lage der Am-Eichlinie zu erreichen. Die Neutronenintensität im Bestrahlungsraum wurde mit einem "long-counter" überwacht und mit einem "rate-meter" laufend angezeigt.

Innen- und Außenströmung im Zählrohr wurden mit Strömungsmessern überwacht und bei Bedarf nachgeregelt. Damit konnte konstanter Gasdruck im Zählrohr erreicht werden, eine Voraussetzung für konstante Gasverstärkung.

Nach der Messung wurde das Spektrum auf Lochstreifen gestanzt, und zwar wurden zur Kontrolle zwei Lochstreifen in verschiedenen Codes für jeden Meßrun ausgegeben. Zur Kontrolle der Ausgabe wurde außer-

dem einer der Lochstreifen durch subtrahierendes Einlesen mit dem im Gedächtnis des Vielkanalanalysators gespeicherten Spektrum verglichen. - Die anfallenden Spektren wurden zu einem vorläufigen Summenspektrum aufaddiert, und zwar für beide Codes getrennt; diese beiden Summenspektren wurden in einem Computer miteinander verglichen. Durch diese Kontrollen wurde sichergestellt, daß die ausgestanzten Spektren frei von Ausgabefehlern waren.

7.2 Überwachung von Gasverstärkung und Elektronik

Die Gesamtverstärkung setzte sich aus der elektronischen Verstärkung und der Gasverstärkung im Zählrohr zusammen. Bei der Gasverstärkung waren größere Schwankungen möglich. Sie mußte durch Nachregulieren der Zählrohrspannung konstant gehalten werden. Hierzu waren folgende Kontrollmessungen nötig:

Vor und nach jedem Meßrun wurde in beiden Zweigen die α -Linie des ^{241}Am -Präparats gemessen. Die Zählrohrspannung (und ggf. die elektronische Verstärkung) wurde vor dem Meßrun so nachreguliert, daß die Lage der Eichlinie und damit die Gesamtverstärkung konstant blieb. Die Gesamtverstärkung wurde nach Abschnitt 6.1 eingestellt.

Die Lage der Am-Eichlinie mußte mit Beta-Untergrund, d.h. bei laufender ^{16}N -Erzeugung, gemessen werden; dies nahm 15 Minuten in Anspruch (20 % der Strahlzeit). Zugleich wurde die Energieauflösung der Am-Eichlinie am Schirmbild des Vielkanalanalysators kontrolliert; bei einer Auflösung schlechter als 2 % wurde das Zählgas erneuert.

Die Änderungen der Gasverstärkung, die in der beschriebenen Weise ausreguliert werden mußten, wurden wahrscheinlich durch Änderungen des CO_2 -Anteils im Zähl- und Transportgas verursacht (Absorption von CO_2 im $\text{Be}(\text{OH})_2$ -Target), denn die Änderung war während der ganzen Verwendungsdauer einer Zählgasfüllung (etwa 1 Woche) ziemlich genau proportional zur Zeit.

Die Auflösung der Elektronik und die Verstärkung hinter den Schwellen wurden im Abstand von 5 Meßruns überprüft. Nach 15 Meßruns wurde in beiden Zweigen der elektronische Nullpunkt nachgemessen. Der Nullpunkt lag konstant in Kanal - $71 \pm 0,5$; ein Nachregeln war nicht erforderlich.

7.3 Addition der Meßruns zu einem Gesamtspektrum

Für die weitere Auswertung wurden nur solche Einzelmessungen verwendet, bei denen die Kanallage der Am-Eichlinie zwischen Beginn und Ende der Messung um weniger als 5 Kanäle differierte. Das entspricht einer Veränderung der Gasverstärkung um weniger als 0,9 %. Bei Einhaltung dieser Forderung wird 9 % der gesamten Meßzeit für die weitere Auswertung nicht verwendet. Weitere 2,6 % der Meßzeit blieben unberücksichtigt, weil während der Messung Störungen in der Elektronik auftraten. Somit verbleiben 160 Stunden Meßzeit für die weitere Auswertung. Bei diesen Meßruns weicht die Kanallage der Am-Eichlinie nach der Messung im (quadratischen) Mittel nur um $\pm 1,5$ Kanäle ($\pm 0,3$ % der Energie) von der vorher eingestellten Soll-Lage ab. Die zu erwartende Energieauflösung der Apparatur von 2 % wird also durch diese Abweichungen nur geringfügig verschlechtert.

Beim Zusammenfassen der Einzelmessungen zu einem Gesamtspektrum sollen kleine Schwankungen in der Kanallage der Spektren ausgeglichen werden. Alle Einzelspektren werden so verschoben, daß das Maximum der breiten $^{16}\text{O}(9,597)$ - Linie im Kanal 160 liegt. Da das Maximum für ein Einzelspektrum schwer genau zu bestimmen ist, berechnet man zunächst zwischen den Kanälen 70 und 246 den Schwerpunkt der Linie und bestimmt aus dem bekannten (und konstanten) Abstand zwischen Maximum und Schwerpunkt die eventuell notwendige Verschiebung des Einzelspektrums. Es zeigt sich, daß die Spektren um durchschnittlich 1 Kanal nach höheren oder tieferen Kanallagen hin verschoben werden müssen. Die "Verschiebung" darf dabei nur in einer passenden Änderung der Kanalnummern bestehen, damit die Statistik der Einzelmessungen nicht verändert wird.

Das Gesamtspektrum für 160 Stunden Meßzeit, das man so erhält, ist für beide Zweige der Elektronik zusammen in Abb.12 dargestellt. Da beim Zerfall $^{16}\text{N} \xrightarrow{\beta^-} ^{16}\text{O}^* \rightarrow \alpha + ^{12}\text{C}$ insgesamt eine Energie von 3,261 MeV frei wird, kann das Spektrum von $\alpha + ^{12}\text{C}$ nur bis 3,261 MeV reichen. Diese "Grenzenergie" ist eingetragen. In Abb.12 wurden für eine genaue Untergrundbestimmung je 3 Kanäle des Energiespektrums zusammengefaßt.

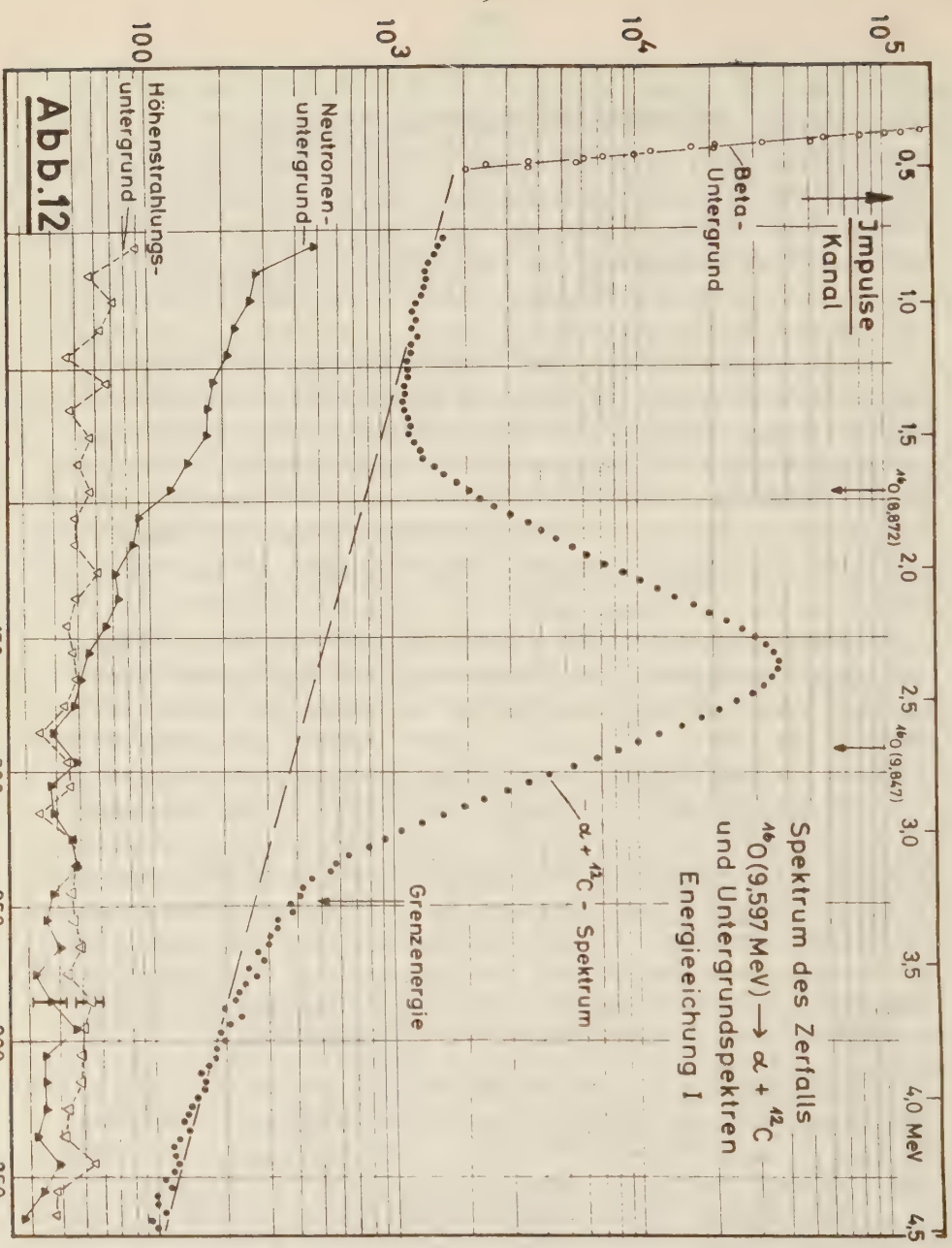


Abb.12

8. Untergrundmessungen

8.1 Beta-Untergrund

In der logarithmischen Darstellung von Abb.12 erkennt man, daß bei den Effektmessungen zugleich mit der breiten Resonanzlinie ein Untergrund gemessen wird. Als Quelle für diesen Untergrund kommen vor allem die Beta-Zerfälle von ^{16}N im Zählrohr in Betracht. Eine getrennte Messung von Beta-Teilchen und $\alpha + ^{12}\text{C}$ -Spektrum ließ sich nicht realisieren. Um den Untergrundanteil bei der Effektmessung näherungsweise wiederzugeben, wurde in Abb.12 durch die äußersten Ausläufer der Resonanzlinie eine Gerade gelegt (gestrichelt).

8.2 Neutronenuntergrund

Bei laufender Neutronenerzeugung, aber stehendem Gaskreislauf, wurde der Untergrund gemessen, der trotz Paraffinabschirmung im empfindlichen Volumen des Zählrohrs (34 Liter) erzeugt wird. Dieser Untergrund (Meßzeit: 16,4 h) wird in Abb.12 als "Neutronenuntergrund" bezeichnet. Neben Neutronenreaktionen im Zählrohr trägt jedoch auch die Höhenstrahlung einen wesentlichen Anteil zu diesem Untergrund bei, wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird.

Das gemessene Spektrum zeigt einen glatten Verlauf. Für seine Darstellung in Abb.12 wurden je 10 Kanäle aufaddiert. Für die so veränderte Statistik wurde der eingezeichnete Fehlerbalken berechnet. Die Zählraten wurden dann auf die Meßzeit der Effektmessung und den Ordinatenmaßstab von Abb.12 ("Impulse/Kanal") umgerechnet.

Für die Energie der $^{16}\text{O}(9,847)$ - Linie zeigt das Spektrum der Effektmessung in Abb.12 eine Kanalbesetzung von 8400 ± 92 Impulsen. Das Spektrum des Neutronenuntergrunds zeigt hier eine Kanalbesetzung von 40 Impulsen. Für diese Energie kann man deshalb im Effektspektrum systematische Abweichungen außerhalb der statistischen Schwankungen nicht durch Neutronenreaktionen erklären.

Zur Suche nach Peaks von Störreaktionen wird weiterhin das ganze gemessene Spektrum des Neutronenuntergrunds einem Glättungsverfahren nach [6] unterworfen, vergl. Abschnitt 9.2. Die Abweichungen zwischen gemessenem und geglättetem "Neutronenuntergrund" wurden untersucht; signifikante Peaks waren nicht zu finden.

8.3 Höhenstrahlungsuntergrund

Nachdem die Neutronenerzeugung abgestellt war, wurden die Messungen von 8.2 wiederholt. Es ergab sich das in Abb.12 mit "Höhenstrahlungsuntergrund" bezeichnete Spektrum. Meßzeit: 16,8 Stunden, Auswertung wie Abschnitt 8.2.

Diese Messung zeigt, daß ein wesentlicher Anteil des Spektrums "Neutronenuntergrund" auch ohne Neutronenerzeugung auftritt. Anhaltspunkte dafür, daß die Höhenstrahlung diesen Untergrund verursacht, liefert die folgende Abschätzung:

Im ganzen Meßbereich und beiden Zählrohrhälften beobachtet man insgesamt 2300 Impulse in 16,8 Stunden (= 2,3 Impulse/min). In Meereshöhe tritt im Mittel durch jeden Quadratzentimeter pro Minute ein Teilchen der kosmischen Strahlung [7]. Wenn jedes dieser Teilchen einen Impuls im Meßbereich hervorrufen würde, dann müßte sich die gemessene Zählrate bereits ergeben, wenn das empfindliche Volumen des Zählrohrs eine Querschnittsfläche von $2,3 \text{ cm}^2$ hätte. Tatsächlich beträgt die Querschnittsfläche 510 cm^2 (von der Seite gesehen) bzw. $2 \times 56,8 \text{ cm}^2$ (von oben gesehen). Das spricht dafür, daß der hier gemessene Untergrund durch Höhenstrahlung verursacht wird.

Die Höhenstrahlung ließe sich nur durch große Bleiabschirmungen reduzieren. Das große Volumen des Zählrohrs, das für die Effektmessungen von Vorteil ist, erweist sich hier als Nachteil.

9. Auswertung und Ergebnisse

9.1 Die breite Resonanzlinie von $^{16}\text{O}(9,597)$

Das Gesamtspektrum für 160 h Meßzeit ist in Abb.12 und 13 gezeichnet. Die Anzahl der insgesamt beobachteten ^{16}O -Zerfälle bestimmt man aus Abb.12 wie folgt:

Das Effektspektrum enthält zwischen den Kanälen 40 bis 300 1 873 000 Impulse. Der Untergrundanteil wird in Abb.12 durch eine Gerade wiedergegeben, die an die Ausläufer der Resonanzlinie angepaßt wurde. Unter dieser Gerade liegen im selben Kanalbereich 140 000 Impulse. Benutzt man diesen Wert als grobe Abschätzung für den Untergrund (eine genauere Untergrundbestimmung ist nicht möglich), dann muß man einen systematischen Fehler von vergleichbarer Größe in Rechnung stellen. Somit ergibt sich als

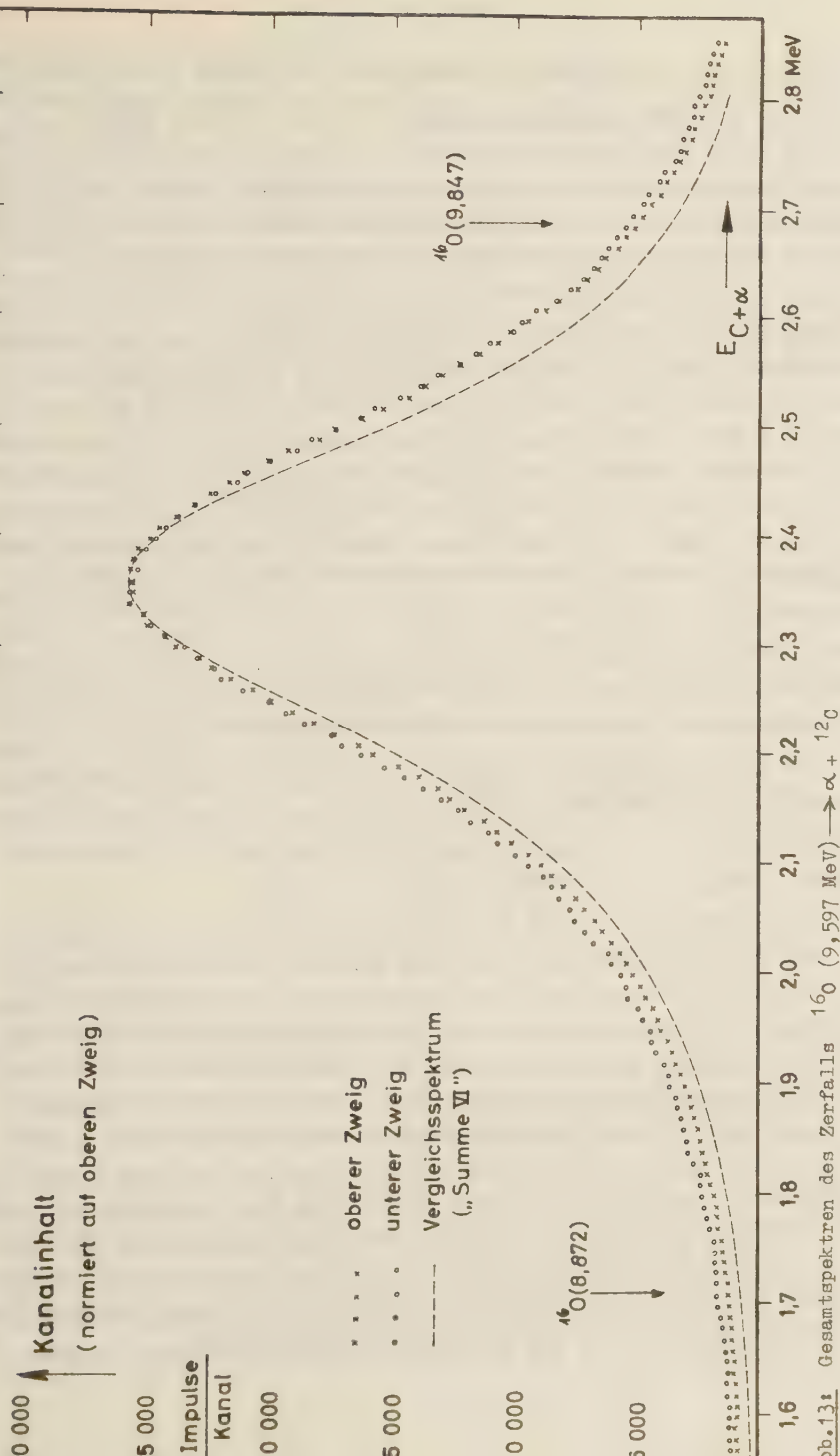


Abb. 13: Gesamtspektren des Zerfalls ^{16}O (9,597 MeV) $\rightarrow \alpha + ^{12}\text{C}$

Gesamtzahl der ^{16}O (9,597) - Zerfälle: $1\,733\,000 \pm 100\,000$.

In Abb.13 sind die Summenspektren, die sich für den oberen und unteren Zweig der Elektronik ergeben, einzeln dargestellt. Der Ordinatenmaßstab gilt nur für das Spektrum des oberen Zweigs. In diesem Spektrum ist der einfach-statistische Fehlerbalken höchstens so groß wie der Durchmesser der eingezeichneten Meßpunkte.

Die Ordinaten der anderen ^{16}O - Zerfalls - Spektren in Abb.13 sind so umgerechnet, daß die Maxima aufeinanderfallen und die Spektren miteinander verglichen werden können. (Die absolute Zahl der Impulse im oberen Zweig der Elektronik verhält sich zum unteren Zweig wie 1,96 : 1. Dieses Verhältnis entspricht der Abnahme der ^{16}N - Aktivität während der Laufzeit vom oberen ins untere Zählrohr, vergl. Abschnitt 3.3.) "Vergleichsspektrum" ist das "Summenspektrum VI", das von HATTIG [1] mit einer Festkörperzählerapparatur gemessen wurde; es wird die Grundlage für Teil II der vorliegenden Arbeit bilden.

Auf der Abszissenachse in Abb.13 ist, gemeinsam für alle Spektren, die kinetische Energie von $\alpha + ^{12}\text{C}$ im c.m.-System des zerfallenden ^{16}O aufgetragen. (Energiegleichung siehe Abschnitt 9.4)

Für die Halbwertsbreite der Resonanzlinie ergibt sich aus Abb.13: (Angaben im c.m.-System von ^{16}O):

oberer Zweig: $\text{FWHM} = (388 \pm 4) \text{ keV}$

unterer Zweig: $\text{FWHM} = (397 \pm 4) \text{ keV}$

Vergleichsspektrum: $\text{FWHM} = 350 \text{ keV}$

Mit dem Zählrohr mißt man also eine größere Halbwertsbreite als mit den Festkörperzählern. Offenbar tritt beim Zählrohr eine apparaturbedingte Verbreiterung auf. In der niederenergetischen Flanke der Resonanzlinie kann Wandeffekt im Zählrohr diese Verbreiterung bewirken. Wandeffekt ist nur möglich, wenn das aktive Gas den Laminarstrahl verläßt (z.B. durch Diffusion) und so nahe an die Zählrohrwand kommt, daß Spuren von Teilchen in der Wand enden. Solche Störungen sind vor allem im unteren Teil des Zählrohrs denkbar, denn das Aktivgas strömt von oben nach unten durch das Zählrohr. Tatsächlich zeigt die Abb.13 im niederenergetischen Bereich für den unteren Zählrohrteil wesentlich größere Abweichungen vom Vergleichsspektrum als für den oberen Zählrohrteil.

Deshalb ist es wahrscheinlich, daß die Verbreiterung der nieder-energetischen Flanke bei beiden Spektren durch Wandeffekt verursacht wird.

Diesen Wandeffekt möglichst zu verringern, war die Hauptaufgabe beim Bau des Strömungszählrohrs [5]. Der u.a. von der breiten $^{16}\text{O}(9,597)$ - Linie herrührende Untergrund an der Stelle des paritätsverbotenen Peaks, bezogen auf die Zählrate im Maximum der breiten Linie (= "Tal/Peak - Verhältnis") sollte möglichst klein gemacht werden. Die Effektmessung ergibt in Übereinstimmung mit den Vorhersagen von [5] folgende Tal/Peak - Verhältnisse:

oberer Zweig:	T/P = 4,8 %
unterer Zweig:	T/P = 6,6 %
beide Zweige addiert:	T/P = 5,4 %
Vergleichsspektrum:	T/P = 2,8 %

Bei früheren Zählrohrmessungen des gleichen α - Zerfalls von KAUFMANN und WÄFFLER [8] wurde ein T/P - Verhältnis von 15 % erreicht. Demgegenüber bringt das hier verwendete Zählrohr eine große Verbesserung. Der Festkörperzähler erweist sich jedoch als noch besser.

Im hochenergetischen Teil der $^{16}\text{O}(9,597)$ - Linie kann die Verbreiterung nicht durch Wandeffekt im Zählrohr bedingt sein. Hier fallen auch die Spektren aus den beiden Zählrohrhälften aufeinander. Eine Erklärung für die Unterschiede gegenüber der Messung mit Festkörperzählern wird in Abschnitt 9.4 gesucht.

9.2 Suche nach weiteren Resonanzlinien mit einem Glättungsverfahren

In den zeichnerischen Darstellungen des Effektspektrums erkennt man nirgends auffällige Abweichungen vom glatten Verlauf der $^{16}\text{O}(9,597)$ - Linie. Falls weitere Resonanzlinien gemessen wurden, muß man sie mit empfindlicheren Methoden sichtbar machen.

Dazu sollen die Differenzen zwischen dem gemessenen Spektrum und einem glatten Bezugsspektrum untersucht werden. Das Bezugsspektrum erhält man durch "Glättung" des gemessenen Spektrums mit einem Verfahren nach [6]. Dazu wird in der Umgebung eines jeden einzelnen Meßpunkts jeweils eine quadratische Näherungsparabel an 19 Punkte der Messung angepaßt. Danach erhält man die geglättete Kurve,

indem man jeden Meßpunkt durch den Wert der zugehörigen Parabel ersetzt. Abweichungen vom glatten Kurvenverlauf, die sich über einen kleineren Bereich als 19 Kanäle erstrecken, werden mit dieser Methode herausgemittelt; sie sind im geglätteten Spektrum nicht mehr enthalten.

Dieses Glättungsverfahren wurde für den Kanalbereich von 35 bis 300 bei der Effektmessung durchgeführt, das entspricht einem Energiebereich $E_{C+\alpha} = 1,1$ bis $3,8$ MeV. Man sucht nach folgenden Resonanzlinien:

- 1) paritätsverbotener Peak in Kanal 95,2; erwartete Halbwertsbreite: 4,3 Kanäle;
- 2) Linie von $^{16}\text{O}(9,847)$ in Kanal 192,8; erwartete Halbwertsbreite: 6 Kanäle.

(Die Halbwertsbreiten ergeben sich aus Abb.10; die Soll-Lagen der gesuchten Peaks aus Abschnitt 9.4.)

Für den ganzen Bereich der Glättung zeichnet man nun die Differenzen zwischen gemessenem und geglättetem Spektrum (ΔN) in Einheiten des statistischen Fehlers $\sqrt{N}$. Abb.14a gibt einen Ausschnitt aus dieser Zeichnung für die Umgebung von Kanal 95.

Abweichungen vom glatten Kurvenverlauf, die über die statistischen Schwankungen hinausgehen, treten im ganzen untersuchten Bereich lediglich für die Umgebung von Kanal 193 auf. Der paritätsverbotene Peak läßt sich in der Statistik aus Teil I dieser Arbeit nicht nachweisen, wie Abb.14a zeigt.

Das verwendete Glättungsverfahren liefert für einen Meßbereich beliebiger Größe einen Überblick, wo Abweichungen vom glatten Kurvenverlauf vorhanden sind. Für die genaue Analyse solcher Abweichungen kann es aber nicht eingesetzt werden, weil der Begriff "glatte Bezugskurve" nicht präzise genug faßbar ist.

9.3 Der einfach-verbotene Beta-Übergang $^{16}\text{N} \xrightarrow{\beta^-} ^{16}\text{O}(2^+; 9,847)$

Das Glättungsverfahren zeigt an der gesuchten Stelle bei Kanal 193 einen schwachen Peak, der dem 30 mal intensitätsstärkeren "Untergrund" der $^{16}\text{O}(9,597)$ - Linie überlagert ist.

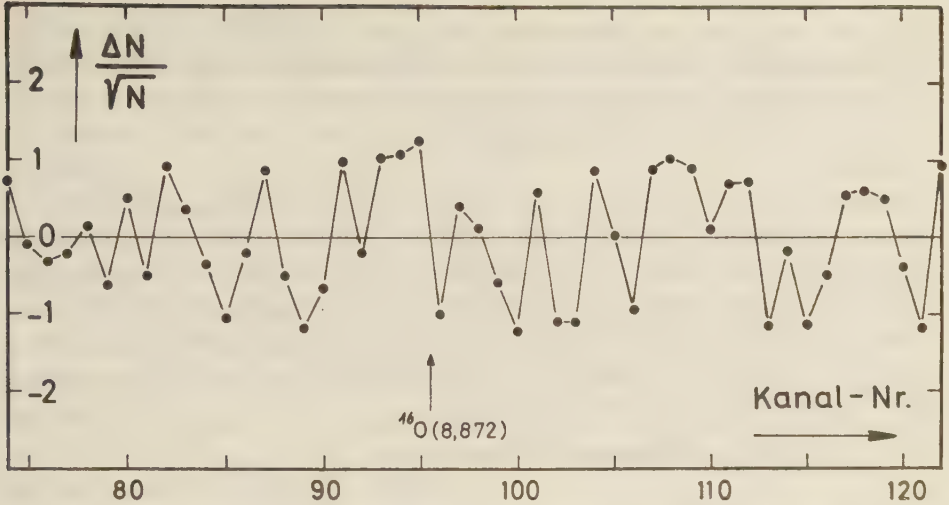


Abb. 14a: Abweichungen ΔN zwischen gemessenem und geglättetem Energiespektrum in Einheiten des Standardfehlers $\sqrt{N}$, für das Gesamtspektrum im Kanalbereich des paritätsverbotenen Peaks

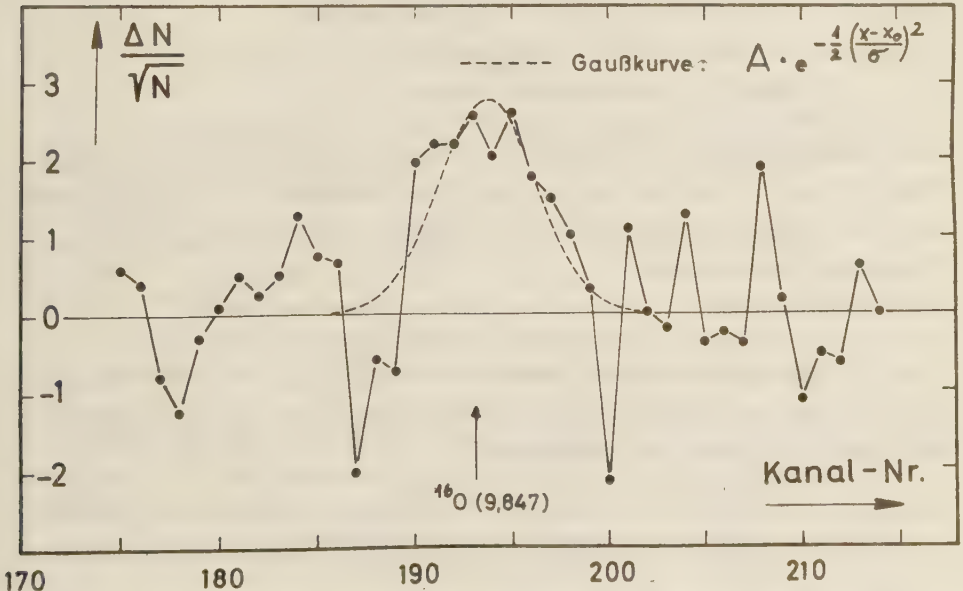


Abb. 14b: Abweichungen ΔN zwischen Messung und angepaßter Breit - Wigner - Kurve in Einheiten des Standardfehlers $\sqrt{N}$

Für die quantitative Auswertung wird die $^{16}\text{O}(9,597)$ - Linie durch eine angepaßte Breit-Wigner-Kurve wiedergegeben (nach den in Teil II entwickelten Methoden). Der schwache Peak wird durch eine

Gaußkurve:
$$A \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-x_0}{\sigma} \right)^2} \quad (6)$$

dargestellt, die man zur Breit-Wigner-Kurve addiert. Die Summe beider Funktionen wird im Kanalbereich 175 bis 214 an das gemessene Gesamtspektrum angepaßt. Mit einem iterativen Rechenverfahren werden die 3 nichtlinearen Parameter der Breit-Wigner-Kurve und ihre Amplitude, die 3 Parameter der Gaußkurve und eine additive Konstante für den Untergrund gleichzeitig so an die Messung angepaßt, daß χ^2 zu einem Minimum wird.

Für die beste Anpassung erhält man:

$$\chi^2 = 29,3 ; \quad \sqrt{\frac{\chi^2}{f-1}} = 0,972$$

Zahl der angepaßten Parameter: 8

Zahl der Freiheitsgrade - 1: $f - 1 = 31$

Dem entspricht eine Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2 > 29,3) = 55\%$, was eine gute Anpassung an die Messung bedeutet.

Für diese Anpassung sind in Abb.14a die Differenzen:

$$\text{Meßwert} - \text{Breit-Wigner-Kurve} = \Delta N$$

in Einheiten des statistischen Fehlers $\sqrt{N}$ dargestellt.

Die Teilchengruppe bei Kanal 193 wird als Abweichung von der Breit-Wigner-Kurve sichtbar; die aufgesetzte Gaußkurve ist eingezeichnet.

Für die Gaußkurve ergeben sich folgende optimale Parameterwerte:

Kanallage des Maximums: $x_0 = 193,5 \pm 0,7$ Kanäle (7)

Höhe des Maximums: $A = 241,2$ Impulse/Kanal

$$\sigma = 2,514 \text{ Kanäle} \pm 22\%$$

Die Halbwertsbreite ist: $\text{FWHM} = \sigma \cdot 2\sqrt{2 \ln 2} = 5,921$ Kanäle

Die Anzahl der Zerfälle aus dem $^{16}\text{O}(9,847)$ - Niveau ist gleich der Fläche F unter der Gaußkurve:

$$N_{\alpha}(9,847) = F = A \cdot \sigma \cdot \sqrt{2\pi} \quad (7a)$$

$$N_{\alpha}(9,847) = 1520 \text{ Impulse} \pm 30\%$$

9.3.1 Fehlerrechnung

Die Fehlerrechnung für die Parameter der Gaußkurve wurde nach einem Verfahren von ARENHÖVEL [9] durchgeführt; die Methode soll am Beispiel der Fehlerrechnung für N_α (9,847) dargestellt werden.

Allgemeine Beschreibung der Methode:

An ein gemessenes Energiespektrum sei eine Funktion $S(i, \hat{p})$ durch "best-fit" des Parametersatzes $\hat{p}$ angepaßt worden (i = Kanalnummer). Der Minimalwert χ_0^2 werde für $S(i, \hat{p}_0)$ mit dem Parametersatz $\hat{p}_0$ erreicht. Der Fehler eines bestimmten Parameters p_1 soll ermittelt werden. Dazu variiert man p_1 um einen beliebigen Betrag Δ_1 , hält $p_1 + \Delta_1$ fest und führt für die übrigen Parameter einen neuen "best-fit" durch. Dieser ergibt die Funktion $S(i, \hat{p}_1)$ mit dem optimalen Parametersatz $\hat{p}_1$ bei festgehaltenem $p_1 + \Delta_1$ und dem minimalen $\chi_1^2(\Delta_1)$.

Man berechnet die folgende Funktion $D = D(\Delta_1)$:

$$D(\Delta_1) = \frac{\chi_1^2(\Delta_1) - \chi_0^2}{\sqrt{\sum_i \frac{(S(i, \hat{p}_1) - S(i, \hat{p}_0))^2}{\epsilon_i}}} \quad (8)$$

Die Summation erstreckt sich über den Kanalbereich der Anpassung; ϵ_i = Fehler des Meßwerts in Kanal i .

Der einfache statistische Fehler δ_1 des Parameters p_1 kann aus der Bedingung $D(\delta_1) = 1$ (9) bestimmt werden.

Mit diesem Verfahren soll nun der Fehler der Fläche F unter der Gaußkurve bestimmt werden. Man behandelt F als unabhängigen Parameter, der neben A und x_0 für die Gaußkurve in den Parametersatz $\hat{p}$ eingeht. Zum Parametersatz $\hat{p}$ (8 Parameter) gehören auch die Parameter der Breit-Wigner-Kurve, die ja ebenfalls Einfluß auf die Anpassung der Gaußkurve haben. Die Größe σ in Formel (6) ist nicht in $\hat{p}$ enthalten, sondern folgt zwangsläufig mit A und F aus Formel (7a).

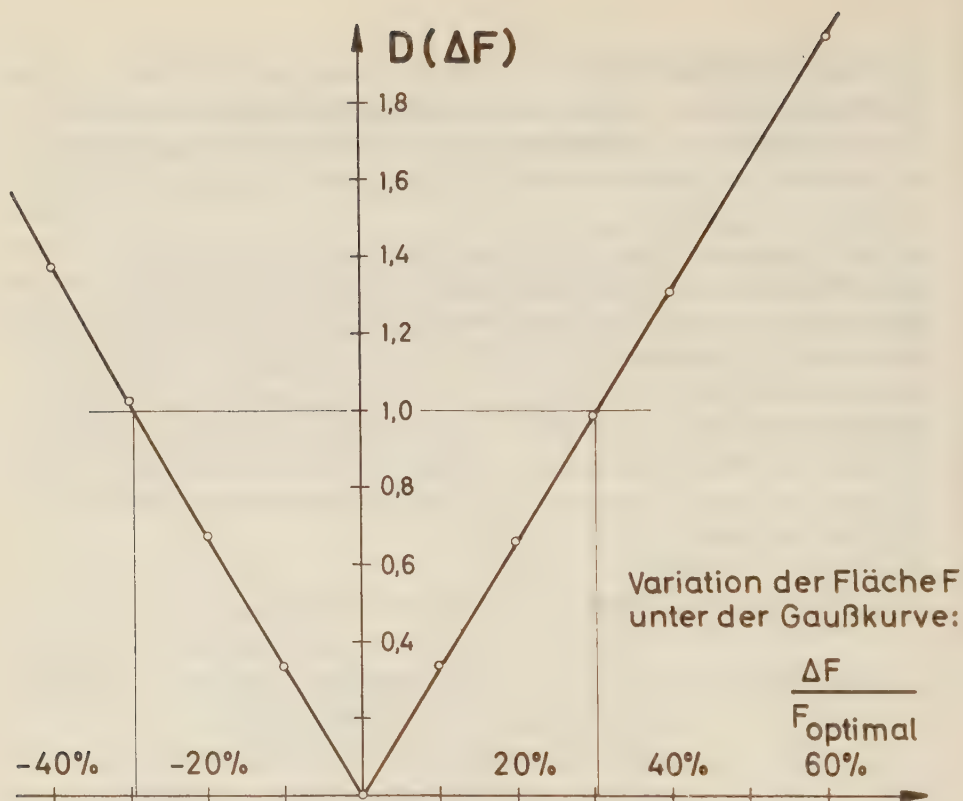


Abb.15a: Zur Fehlerrechnung in Abschn. 9.3.1: D als Funkt.von ΔF
 (ΔF = Variation der Fläche F unter der Gaußkurve
 gegenüber dem Optimalwert $F_{\text{opt.}} = 1520$)

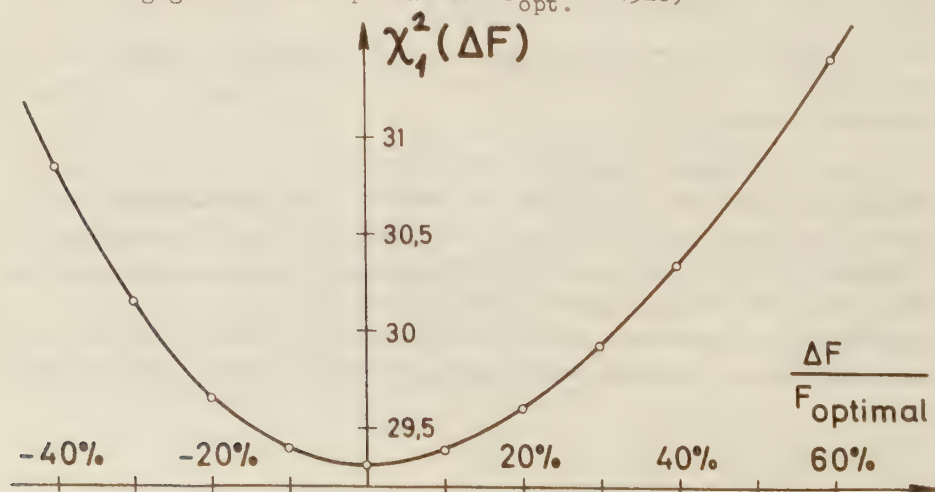


Abb.15b: χ_1^2 als Funktion von ΔF (Definition von ΔF wie oben)
 Zahl der Freiheitsgrade - 1 = 31

Die Gleichung (9) löst man am besten graphisch. Dazu ist in Abb.15a $D(\Delta F)$ dargestellt; ΔF ist die Variation der Fläche F . Wenn die Linearitätsvoraussetzungen des Verfahrens [9] erfüllt sind, muß D linear von ΔF abhängen. In Abb.15a zeigen sich praktisch keine Abweichungen vom linearen Verlauf. In Abb.15b sind die Werte von χ^2_1 gezeichnet, die sich bei der Variation von F ergeben.

Wie Abb.15a zeigt, wird $D = 1$, wenn F um $\pm 30\%$ gegenüber dem Optimalwert variiert wird. Der einfache statistische Fehler von F ist also 30% :

$$N_\alpha(9,847) = 1520 \pm 30\% \quad (10)$$

In Abschnitt 9.1 ergab sich als Gesamtzahl der Zerfälle aus dem $^{16}\text{O}(9,597)$ - Niveau:

$$N_\alpha(9,597) = 1\,733\,000 \pm 6\% \quad (11)$$

Der Fehler von 6% ist als systematischer Fehler aufzufassen.

$$\frac{N_\alpha(9,847)}{N_\alpha(9,597)} = (8,8 \pm 3,2) \cdot 10^{-4} \quad (12)$$

Als Verzweigungsverhältnis $Y_{9,847}$ für den Beta-Zerfall von ^{16}N in das $9,847$ MeV - Niveau von ^{16}O ergibt sich:

$$Y_{9,847} = \frac{N_\beta(9,847)}{\sum_{^{16}\text{N} \rightarrow ^{16}\text{O}} N_\beta} = \frac{N_\beta(9,847)}{N_\beta(9,597)} \cdot Y_{9,597} \quad (13)$$

$$Y_{9,597} = 1,05 \cdot 10^{-5} \pm 8\%, \quad \text{nach [10]}$$

$$\frac{N_\beta(9,847)}{N_\beta(9,597)} \approx \frac{N_\alpha(9,847)}{N_\alpha(9,597)}, \quad \text{siehe [2]}$$

$$Y_{9,847} = (9,2 \pm 3,4) \cdot 10^{-9} \quad (14)$$

Die partielle Halbwertszeit $t_{\frac{1}{2}}(9,847)$ für den Beta-Zerfall in das $^{16}\text{O}(9,847)$ - Niveau ergibt sich aus der Halbwertszeit des Beta-Zerfalls von ^{16}N :

$$t_{\frac{1}{2}} = 7,13 \pm 0,02 \text{ sec}, \quad \text{nach [3]}$$

$$t_{\frac{1}{2}}(9,847) = t_{\frac{1}{2}} / Y_{9,847}$$

$$t_{\frac{1}{2}}(9,847) = (7,7 \pm 2,9) \cdot 10^8 \text{ sec} \quad (15)$$

Zur Bestimmung der reduzierten Lebensdauer des Beta-Übergangs in das $^{16}\text{O}(9,847)$ - Niveau benutzt man das Fermiintegral f_0 für erlaubte Übergänge, vergl. [2]. Formel (53) aus Teil II dieser Arbeit ergibt:

$$f_0 = 0,657$$

Damit wird das Produkt

$$f_0 \cdot t_{\frac{1}{2}}(9,847) = (5,1 \pm 1,9) \cdot 10^8 \text{ sec} \quad (16)$$

(Bei den Fehlerberechnungen geht der systematische Fehler aus (11) stets additiv ein.)

9.4 Energieeichung für Teil I der Arbeit

Das Maximum der $^{16}\text{O}(9,597)$ - Linie liegt in Kanal 160,0. Aus Teil II dieser Arbeit ergibt sich für das Maximum der Energiewert

$$E_{\text{C}+\alpha}^{\text{Max}} = (2359 \pm 7) \text{ keV} \quad (17)$$

Berechnet man dagegen die Energie, die zum Kanal 160 gehört, direkt aus der Kanallage des elektronischen Nullpunkts und der α - Linie des ^{241}Am - Präparats (unter Berücksichtigung der gemessenen integralen Nichtlinearität, Abb.11), so bekommt man den Energiewert 2326 keV. Wegen dieser Diskrepanz ist die absolute Energieeichung mit den α - Teilchen des ^{241}Am - Präparats zu korrigieren.

Die Diskrepanz von 33 keV hat zwei Ursachen:

1) "Impulshöhendefizit" bei ^{12}C : Die Ionisationsspur, die ein ^{12}C -Ion im Zählrohr hinterläßt, führt offenbar zu einer geringeren Impulshöhe als die Spur eines α - Teilchens von gleicher Energie (z.B. durch größere Rekombinationswahrscheinlichkeit in der ^{12}C - Spur).

Bei Messungen, die im Hause durchgeführt wurden, konnte KECK [12] dieses Impulshöhendefizit von ^{12}C (im folgenden ΔE_{C} genannt) im Zählrohr direkt nachweisen. Er arbeitete mit ^{12}C - Ionen und mit α - Teilchen, die in einem Teilchenbeschleuniger auf Energien im hier interessierenden Bereich beschleunigt wurden. Die Messungen sind jedoch sehr ungenau.

2) Beitrag des Beta-Zerfalls $^{16}\text{N} \xrightarrow{\beta^-} ^{16}\text{O}(9,597)$
zur Impulshöhe von $\alpha + ^{12}\text{C}$:

Das in der Reaktionsgleichung aufgeführte β^- - Teilchen (im folgenden "systematisches" Beta-Teilchen genannt) entsteht praktisch gleichzeitig mit dem nachfolgenden Zerfall in $\alpha + ^{12}\text{C}$ und liefert

deshalb einen Beitrag zur Höhe des $\alpha + {}^{12}\text{C}$ - Impulses. Die mittlere Energieabgabe $\overline{E_{\beta \text{ abs}}}$ dieses Teilchens im Zählrohr kann aus dem Beta-Spektrum und der Geometrie des Zählrohrs näherungsweise berechnet werden. (Die stopping power für Elektronen in Argon wurde aus [13] entnommen.) $\overline{E_{\beta \text{ abs}}}$ hängt von der Maximalenergie des Beta-spektrums und damit von $E_{\text{C}+\alpha}$ ab (s. Gleichung (47)); diese Abhängigkeit ist in Abb.16 dargestellt.

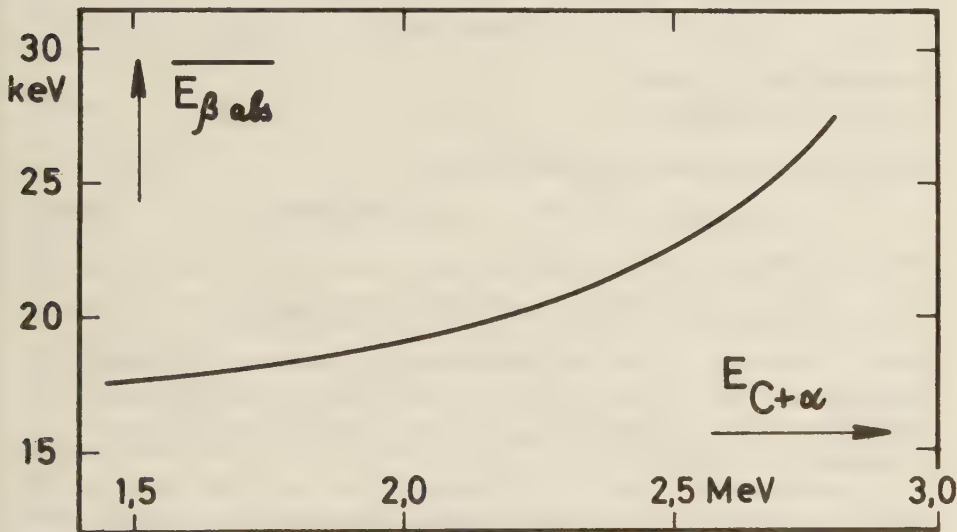


Abb.16: Mittlere Energieabgabe $\overline{E_{\beta \text{ abs}}}$ des "systematischen" Beta-Teilchens im Zählrohr, in Abhängigkeit von der Energie $E_{\text{C}+\alpha}$ beim nachfolgenden Zerfall in ${}^{12}\text{C} + \alpha$

Beide Effekte zusammen führen dazu, daß die Impulshöhe, die beim $\alpha + {}^{12}\text{C}$ - Zerfall im Zählrohr auftritt, nicht proportional zur Energie $E_{\text{C}+\alpha}$ ist, sondern proportional zu folgender Energie $E_{\text{Zählrohr}}$:

$$E_{\text{Zählrohr}} = E_{\text{C}+\alpha} - \Delta E_{\text{C}} + \overline{E_{\beta \text{ abs}}} \quad (18)$$

ΔE_{C} wird als unabhängig von der Energie des ${}^{12}\text{C}$ - Ions betrachtet und im folgenden berechnet.

Für das Maximum der $^{16}\text{O}(9,597)$ - Linie ergab sich oben:

$$E_{\text{Zählrohr}} = 2\,326 \text{ keV}$$

$$E_{\text{C}+\alpha} = 2\,359 \text{ keV} \quad (\text{nach (17)})$$

$$\overline{E_{\beta \text{ abs}}} = 21,5 \text{ keV}$$

Daraus folgt:

$$\Delta E_{\text{C}} = 55 \text{ keV} \quad (19)$$

Wenn man von den folgenden Fixpunkten ausgeht:

	Kanal-Nr.	$E_{\text{Zählrohr}}$
elektrischer Nullpunkt	$x = -71$	0
Max. der $^{16}\text{O}(9,597)$ -Linie	$x = 160$	2 326 keV

erhält man folgende Energieeichung:

$$E_{\text{Zählrohr}} = (0,01007 \cdot x + 0,715) \text{ MeV} \quad (20)$$

Mit (18) ergibt sich aus (20)

$$E_{\text{C}+\alpha} = (0,01007 \cdot x + 0,770) \text{ MeV} - \overline{E_{\beta \text{ abs}}} \quad (21)$$

Diese Gleichung liefert die Zuordnung von Energie und Kanalnummer x für Teil I dieser Arbeit. Wenn man von der schwachen Energieabhängigkeit von $\overline{E_{\beta \text{ abs}}}$ absieht, folgt aus (21) eine Kanalbreite von 10,07 keV.

Aus (21) ergibt sich folgende Kanalzuordnung:

K. -71,0 : Nullpunkt

K. 95,2 : $^{16}\text{O}(8,872)$ - Linie

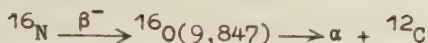
K. 160,0 : Maximum der $^{16}\text{O}(9,597)$ - Linie

K. 192,8 : $^{16}\text{O}(9,847)$ - Linie

In Abb. 12 traten in der hochenergetischen Flanke der Resonanzlinie Diskrepanzen auf: die Energielage des Zählrohrspektrums differierte gegenüber der Messung mit Festkörperzählern um ca. 25 keV. Es ist anzunehmen, daß dies auf eine entsprechende Energieabhängigkeit von ΔE_{C} zurückgeht.

9.5 Ergebnisse und Diskussion

Der einfach-verbotene Beta-Zerfall



kann mit der Sicherheit des dreifachen statistischen Fehlers nachgewiesen werden:

Aus den vorliegenden Messg. ergibt sich:		Zum Vergleich: Ergebn. von HÜNCHEN [2] :
$\frac{N_{\alpha}(9,847)}{N_{\alpha}(9,597)}$	$= (8,8 \pm 3,2) \cdot 10^{-4}$	$(5,4 \pm 1,0) \cdot 10^{-4}$
$Y_{9,847}$	$= (9,2 \pm 3,4) \cdot 10^{-9}$	$(6,5 \pm 1,4) \cdot 10^{-9}$
$f_0 \cdot t_{\frac{1}{2}}(9,847)$	$= (5,1 \pm 1,9) \cdot 10^8 \text{ sec}$	$(6,3 \pm 1,4) \cdot 10^8 \text{ sec}$
$\log f_0 t$	$= 8,7 \pm 0,17$	$8,8 \pm 0,1$

Die Linie des $^{16}\text{O}(9,847)$ - Zerfalls wird nach Gleichung (7) in Kanal $x_0 = 193,5$ gemessen. Dazu liefert die Energieeichung (mit $\Delta E_C = 55 \text{ keV} = \text{const.}$) die Energie

$$E_{C+\alpha} = (2692 \pm 10) \text{ keV} \quad (22)$$

während man nach [3] die Energie $E_{C+\alpha} = 2686 \text{ keV}$ erwartet. (Der Fehler wurde aus den Fehlerangaben in (7) und (17) ermittelt.) Durch dieses Ergebnis wird die Energieeichung bis auf eventuelle kleine Änderungen von ΔE_C bestätigt.

Die Halbwertsbreite der $^{16}\text{O}(9,847)$ - Linie ist 5,92 Kanäle, das entspricht 60 keV. Die Zählrohrapparatur ist also in der Lage, die $^{16}\text{O}(9,847)$ - Linie mit der Halbwertsbreite zu messen, die man nach Abb.10 erwartet.

Für den einfach-verbotenen Beta-Zerfall in das $^{16}\text{O}(9,847)$ -Niveau werden hierdurch die Messungen von HÜNCHEN. [2] mit einer völlig anderen Meßmethode bestätigt. Nach dem Nachweis dieses Zerfalls wurden die Effektmessungen aus den in Abschnitt 10 dargelegten Gründen abgebrochen.

10. Chancen einer Suche nach dem paritätsverbotenen Peak

10.1 Möglichkeiten zur Erhöhung der ^{16}N - Ausbeute

Mit der Apparatur von HÄTTIG [1] konnten pro sec insgesamt 56 α - Zerfälle von $^{16}\text{O}(9,597)$ beobachtet werden. In der vorliegenden Arbeit waren es 3,3 Zerfälle/sec. Deshalb wird jetzt überlegt, wie man die Ausbeute an ^{16}N und damit an $^{16}\text{O}(9,597)$ - Zerfällen erhöhen könnte.

Das ^{16}N entsteht aus ^{16}O durch Neutronenbestrahlung nach Gl. (4). Eine Verstärkung dieser Bestrahlung ist möglich. Im Dauerbetrieb kann eine Neutronenquellstärke von $4,5 \cdot 10^{10}$ n/sec aufrechterhalten werden, die zu insgesamt 6 α - Zerfällen/sec im Zählrohr führt.

Das ^{16}O - Target ist, wie in Abschnitt 3.2 beschrieben, ein großer Behälter mit $\text{Be}(\text{OH})_2$ - Pulver. Eine Ausbeuterechnung zeigt, daß 11 % des gebildeten ^{16}N von dem Pulver in die Gasphase emaniert wird. Nur dieser Bruchteil des ^{16}N wird von dem Transportgas mitgenommen, das den ganzen Behälter mit $\text{Be}(\text{OH})_2$ durchsetzt. Die Emanierfähigkeit kann durch die Präparation des $\text{Be}(\text{OH})_2$ kaum verbessert werden, wie umfangreiche Vorversuche gezeigt haben [5].

Die Ausbeuterechnung zeigt außerdem, daß das Transportgas zum Durchströmen des gesamten $\text{Be}(\text{OH})_2$ - Pulvers zu viel Zeit braucht (unter normalen Versuchsbedingungen mit $Q_1 = 400$ l/h). Wenn das Transportgas den Behälter verläßt, ist ein erheblicher Teil der anfänglich erzeugten Aktivität schon wieder zerfallen. Deshalb wurde erwogen, das Transportgas auf eigenen, von $\text{Be}(\text{OH})_2$ freien Kanälen durch das Sauerstofftarget strömen zu lassen. Dadurch hätte sich die Durchsatzgeschwindigkeit stark erhöht. Es war aber völlig offen, in welchem Ausmaß das gebildete ^{16}N in diese Strömungskanäle hineindiffundieren würde. Deshalb wurde diese Idee nicht realisiert.

Die Strömungsgeschwindigkeit $Q_1 = 400$ l/h ist für das Strömungszählrohr optimal [5] und kann nicht vergrößert werden. Man könnte jedoch zwei Zählrohre der hier beschriebenen Art parallel an das Target anschließen. Dann könnte die Strömungsgeschwindigkeit im Target auf 800 l/h erhöht werden. Die Ausbeute an α - Zerfällen würde sich in beiden Zählrohren zusammengekommen fast verdoppeln. Verdoppeln würde sich aber auch der Zeitaufwand für die Überwachung der Gasverstärkung. Dafür wird gegenwärtig 20 % der Strahlzeit benötigt; bei gleichzeitigem Betrieb von 2 Zählrohren wären es 40 %.

Zusammenfassend stellt man fest, daß es bei der hier beschriebenen Apparatur nur schwer möglich ist, die Zahl der beobachteten α - Zerfälle des $^{16}\text{O}(9,597)$ - Niveaus auf über 6 Zerfälle/sec zu steigern. Bei den folgenden Abschätzungen wird deshalb dieser Zahlenwert zugrunde gelegt.

10.2 Erforderliche Meßzeit

Die Meßzeit, die nötig wäre, um die $^{16}\text{O}(8,872)$ - Linie ("paritätsverbotener Peak") mit dem einfachen statistischen Fehler nachzuweisen, soll mit den folgenden Daten abgeschätzt werden.

	diese Arbeit	HÄTTIG [1]
Bei einer Gesamtzahl der α -Zerfälle von	6 α /sec	54 α /sec
ist für den paritätsverbotenen Peak:		
Energieauflösung FWHM	2,9 %	3,0 %
T/P - Verhältnis	5,4 %	2,8 %

Eine einfache Überlegung [4] zeigt, daß die Mindestmeßzeit proportional zu $\frac{(T/P \cdot \text{FWHM})_{\text{paritätsverb. Peak}}}{\alpha - \text{Ausbeute insgesamt}}$ ist.

HÄTTIG [1] erreicht nach 1200 Stunden Effektmessung die statistische Sicherheit des dreifachen Meßfehlers. Mit der vorliegenden Apparatur hätte man

$$1200 \text{ Stunden} \cdot \frac{1}{9} \cdot \frac{54}{6} \cdot \frac{2,9}{3,0} \cdot \frac{5,4}{2,8} = 2240 \text{ Stunden}$$

messen müssen, um den paritätsverbotenen Peak mit der statistischen Sicherheit des einfachen Meßfehlers nachzuweisen.

10.3 Abbruch der Messungen

Wegen der schwierigen Energieeichung, wegen der Untergrundverhältnisse und vor allem wegen der geringen erreichbaren Intensität ist die verwendete Zählrohrapparatur zum Nachweis des paritätsverbotenen Peaks nicht ideal. Nachdem der verbotene Beta-Zerfall in das $^{16}\text{O}(9,847)$ - Niveau an seinen Folgeprodukten nachgewiesen war, wurden deshalb die Effektmessungen abgebrochen. Der Aufwand von 2240 Stunden Meßzeit, nur um den paritätsverbotenen Peak mit der Wahrscheinlichkeit des einfachen statistischen Fehlers nachweisen zu können, erschien bei diesen Verhältnissen nicht lohnend.

Teil II : Anpassung einer Ein-Niveau-Formel für das breite

^{16}O (9,597) - Niveau

11. Aufgabenstellung

Teil II dieser Arbeit beschäftigt sich mit der Auswertung der beim Zerfall $^{16}\text{N} \xrightarrow{\beta^-} ^{16}\text{O}^* \rightarrow \alpha + ^{12}\text{C}$ von HÄTTIG [1] gemessenen α -Energiespektren. Ausgewertet wird das Summenspektrum ("Summe VI") aus allen Messungen, die bis Frühjahr 1971 an der Apparatur von [1] durchgeführt wurden. Das Spektrum enthält $1,94 \cdot 10^8$ α -Zerfälle, die sich auf 98 Kanäle verteilen. Dieses Spektrum ist in Abb.18 gezeichnet.

Die Zuordnung zwischen Energie und Kanalnummer in Teil II dieser Arbeit basiert auf folgenden Energien E_α und Kanalnummern x:

$$^{16}\text{O}(8,872) - \text{Linie: } E_\alpha = 1,281 \text{ MeV; } x = 31,6$$

$$^{16}\text{O}(9,847) - \text{Linie: } E_\alpha = 2,014 \text{ MeV; } x = 101,6$$

Für die dominierende ^{16}O (9,597; 1^-) - Linie soll eine an das gemessene Spektrum angepaßte Breit-Wigner Funktion berechnet werden. Die schwachen Linien der Niveaus $^{16}\text{O}(8,872)$ und $^{16}\text{O}(9,847)$ sollen dann als Abweichungen zwischen gemessenem und berechnetem Spektrum sichtbar gemacht und ausgewertet werden.

In den bisherigen Auswertungen für die $^{16}\text{O}(8,872)$ - Linie (paritätsverbotener Peak) wurde die $^{16}\text{O}(9,597)$ - Linie durch die folgende Formel für die spektrale Intensität $\frac{dN_\alpha}{dE}$ wiedergegeben [1] :

$$\frac{dN_\alpha}{dE} = Ae^{-\alpha x} + Be^{\beta x} + C \quad (23)$$

Dies war eine empirisch gefundene Anpassungsformel, die für eine begrenzte Umgebung des paritätsverbotenen Peaks verwendbar war.

In der vorliegenden Arbeit wird das ganze gemessene Spektrum durch eine Ein-Niveau-Formel nach der Theorie von BREIT und WIGNER ("Breit-Wigner Formel") mit physikalisch sinnvollen Zahlenwerten der angepaßten Parameter gefittet. Die Ergebnisse werden mit Mehr-Niveau-Anpassungen anderer Autoren verglichen.

12. Breit - Wigner Formeln und Anpassungsmethoden

12.1 Spektrale Intensität (allgemeine Formeln)

Die spektrale Intensität $\frac{dN_\alpha}{dE}$ des α -Spektrums beim ^{16}N -Zerfall:

$$^{16}\text{N} \xrightarrow{\beta^-} ^{16}\text{O}^* \rightarrow \alpha + ^{12}\text{C}$$

ist proportional zum Produkt aus der Wahrscheinlichkeit des Beta-Übergangs $f(E_{\beta \text{ max}})$ und der Zustandsdichte in $^{16}\text{O}^*$. Diese ist

nach PHILLIPS et al. [14] angenähert proportional $\frac{\sin^2(\delta_\ell - \delta_{\text{pot}})}{P_\ell}$;
so ergibt sich:

$$\frac{dN_\alpha}{dE} = \text{const.} \cdot f(E_{\beta \text{ max}}) \cdot \frac{\sin^2(\delta_\ell - \delta_{\text{pot}})}{P_\ell} \quad (24)$$

Hierbei ist: $E = \text{Kanalenergie} = E_{\text{C}+\alpha}^{\text{c.m.}}$

$E_{\beta \text{ max}} = \text{Maximalenergie des Beta-Zerfalls}$

δ_{pot} und P_ℓ wird weiter unten, $f(E_{\beta \text{ max}})$ in Abschnitt 12.7 definiert.

Es genügt, sich auf einen einzigen Drehimpuls ℓ zu beschränken, weil nur die Zustände von ^{16}O mit $\ell = 1$ interessieren.

δ_ℓ ist die Phase der in die interessierenden Zustände von $^{16}\text{O}^*$ führenden ^{12}C - α -Streuung [15], [27] :

$$\delta_\ell = \phi_\ell + \arctan \frac{P_\ell}{\frac{1}{R_\ell} - S_\ell + B_\ell} \quad (25)$$

Die Größen P_ℓ (Penetrabilität) und S_ℓ in Gl. (24), (25) sind gegeben durch:

$$P_\ell = P_\ell(E) = \left[\frac{k r}{F_\ell^2 + G_\ell^2} \right]_{r=a} \quad (26)$$

$$S_\ell = S_\ell(E) = \left[\frac{k r (F_\ell F_\ell' + G_\ell G_\ell')}{F_\ell^2 + G_\ell^2} \right]_{r=a} \quad (27)$$

wobei die Differentiation nach ∂g durch ' ausgedrückt ist.

$a = \text{konst.} = \text{Kanalradius}$

$$\phi_e = - \arctan \left(\frac{F_e}{G_e} \right) \quad (28)$$

ist die sogenannte hard-sphere Streuphase.

R_e = R-Funktion, siehe Abschnitt 12.2.

B_e ist eine Konstante, die durch die Wahl der Randbedingung in der R-Matrix Theorie bestimmt wird. In der vorliegenden Arbeit wird die übliche Festlegung $B_e = -e$ benutzt.

Die Parameter der auftretenden Coulombwellenfunktionen

$$F_e = F_e(\eta, \rho); \quad G_e = G_e(\eta, \rho)$$

sind nach [16] gegeben durch

$$\rho = \rho(E) = ka \quad \text{mit} \quad k = \frac{\mu v_{\text{rel}}}{\hbar} \quad (29)$$

$$\eta = \eta(E) = \frac{ZZ' \cdot e^2}{\hbar v_{\text{rel}}} \quad (30)$$

Z, Z' = Ladungszahlen, μ = reduzierte Masse von $\alpha + {}^{12}\text{C}$

Beim ${}^{16}\text{N}$ - Zerfall gelten nahezu dieselben Formeln, wie sie für die ${}^{12}\text{C}$ - α -Streuung angegeben wurden. Es treten lediglich unterschiedliche Potentialbeiträge zur Phase auf. Dies wurde in Gl.(24) durch ein Korrekturglied δ_{pot} berücksichtigt.

Für δ_{pot} finden sich in der Literatur unterschiedliche Ansätze:

$$1) \delta_{\text{pot}} = \phi_e: \quad (31)$$

PHILLIPS et al. [14] setzen auf Grund theoretischer Überlegungen für δ_{pot} die hard-sphere Streuphase ϕ_e ein. ALBURGER et al. [17] verwenden diesen Ansatz zur Auswertung von Messungen an einem Zerfall, der dem hier betrachteten entspricht.

$$2) \delta_{\text{pot}} = 0: \quad (32)$$

Diesen Ansatz schlägt BIEDENHARN (Anmerkung bei [18]) zur Auswertung des ${}^{16}\text{N}$ - Zerfallsspektrums vor. GRIFFY und BIEDENHARN [19] verwenden diesen Ansatz zur Auswertung gemessener Spektren.

In der vorliegenden Arbeit werden beide Formeln (31), (32) in Konkurrenz zueinander benutzt (vergl. Abschnitt 12.3, 12.4 und 13.). Es wird sich empirisch zeigen, welche Formel die besseren Anpassungen liefert.

12.2 Ein-Niveau-Formel

Die R-Funktion in Gl.(25) ergibt sich aus der R-Matrix-Theorie allgemein zu:

$$R_l = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda l}^2}{E_{\lambda l} - E} \quad (33)$$

In Gl.(33) darf man, falls E nahe genug bei einer der "charakteristischen Energien" $E_{\lambda l}$ liegt, außer dem Glied mit $E_{\lambda l}$ alle Glieder der Reihenentwicklung weglassen:

$$R_l = \frac{\gamma_{\lambda l}^2}{E_{\lambda l} - E} \quad (34)$$

Diese Formel gilt näherungsweise in der Umgebung des betreffenden $E_{\lambda l}$, d.h. für ein isoliertes Niveau, bei dem die Beiträge anderer Niveaus vernachlässigt werden. Aus (25) erhält man dann die Streuphase

$$\delta_l = \arctan \left(\frac{\frac{1}{2} \Gamma_{\lambda l}}{E_{\lambda l} + \Delta_{\lambda l} - E} \right) + \phi_l \quad (35)$$

Hierbei wurden folgende Größen eingeführt:

$$\Gamma_{\lambda l} = 2 \gamma_{\lambda l}^2 P_l ; \quad \gamma_{\lambda l}^2 = \text{const} \quad (36)$$

$$\Delta_{\lambda l} = -\gamma_{\lambda l}^2 (S_l + l) = \text{"Niveauverschiebung"} \quad (37)$$

$\Gamma_{\lambda l}$ wird bei schmalen Niveaus als "Niveaubreite" bezeichnet. Bei einem breiten Niveau muß die Niveaubreite jedoch sorgfältiger definiert werden, vergl. Abschnitt 12.6.

Im folgenden werden einige Indices von Gl.(35) weggelassen:

$$\delta = \arctan \left(\frac{\frac{\Gamma}{2}}{E_0 + \Delta - E} \right) + \phi \quad (35a)$$

(E_0 steht für $E_{\lambda l}$ usw.)

12.3 Einfache Breit - Wigner Formel

Aus der Ein-Niveau-Formel (35a) ergibt sich mit dem Ansatz

$$\delta_{\text{pot}} = \phi_{\ell} : \quad (31)$$

$$\delta_{\ell} - \delta_{\text{pot}} = \arctan \left(\frac{\frac{\Gamma}{2}}{E_0 + \Delta - E} \right) \quad (38)$$

Dies führt mit (24) sofort zur Breit - Wigner Formel:

$$\frac{dN_{\alpha}}{dE} = \text{const.} \cdot \frac{f(E_{\beta \text{ max}}) \cdot \Gamma}{(E_0 + \Delta - E)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \quad (39)$$

Im Zähler stehen hier die Übergangswahrscheinlichkeiten für den Ein- und Ausgangskanal.

12.4 Modifizierte Breit - Wigner Formel

Aus dem Ansatz $\delta_{\text{pot}} = 0$ (32)

folgt $\frac{dN_{\alpha}}{dE} = \text{const.} \cdot f(E_{\beta \text{ max}}) \cdot \frac{\sin^2 \delta_{\ell}}{P_{\ell}}$ (40)

δ_{ℓ} wird durch Gl.(25) gegeben. Eine einfache Umformung von Gl.(40) - wie bei (39) - ist hier nicht möglich. Die Phase δ_{ℓ} , die in Gl.(40) eingeht, unterscheidet sich von der durch Gl.(38) gegebenen Phase um die hard-sphere Streuphase ϕ_{ℓ} . Der Verlauf von ϕ_{ℓ} ist in Abb.17 gezeichnet.

12.5 Parameter der Ein - Niveau - Formel

Sowohl für Gl.(39) als auch für Gl.(40) erfolgt die Anpassung an das gemessene Spektrum durch Anpassung des folgenden Parametersatzes:

$$\text{const; } E_0; \gamma^2; a \quad (41)$$

a ist der Kanalaradius, γ^2 die in Gl.(36) eingehende reduzierte Breite.

Aus praktischen Gründen kann es vorteilhafter sein, den folgenden Parametersatz anzupassen:

$$\text{const; } E_{\text{res}}; \Gamma_{\text{th}}; a \quad (42)$$

Beide Parametersätze lassen sich leicht ineinander überführen.

12.6 Resonanzenergie und Niveaubreite

Die Resonanzenergie E_{res} ist definiert als die Energie, für die der Ausdruck $E_0 + \Delta(E) - E$ gleich Null wird:

$$E_0 + \Delta(E_{\text{res}}) - E_{\text{res}} = 0 \quad (43)$$

Für $E = E_{\text{res}}$ ist der Nenner bei (38) und der Energieausdruck im Nenner von (39) gleich Null; die Phase in Gl.(38) nimmt den Wert $\pi/2$ an. E_{res} kann mit (43) aus E_0 berechnet werden und umgekehrt. Die durch Gl.(36) definierte Größe Γ ist bei breiten Niveaus abhängig von der Kanalenergie; sie entspricht hier i.a. nicht der gemessenen Niveaubreite. Dies ist durch die Energieabhängigkeit von Δ und P_{ℓ} bedingt, in Gl.(39) zusätzlich durch die energieabhängigkeit von $f(E_{\beta \text{ max}})$.

In der Kernspektroskopie wird für breite Niveaus als Niveaubreite meist Γ_{th} angegeben:

$$\Gamma_{\text{th}} = 2\gamma^2 \cdot P_{\ell}(E_{\text{res}}) \quad (44)$$

γ^2 wird aus einer Anpassung der Formel (39) an die Messung gewonnen. Der Index $_{\text{th}}$ besagt, daß Δ dabei nach der "theoretischen" Formel (37) berechnet wurde (Nomenklatur ähnlich wie [15]).

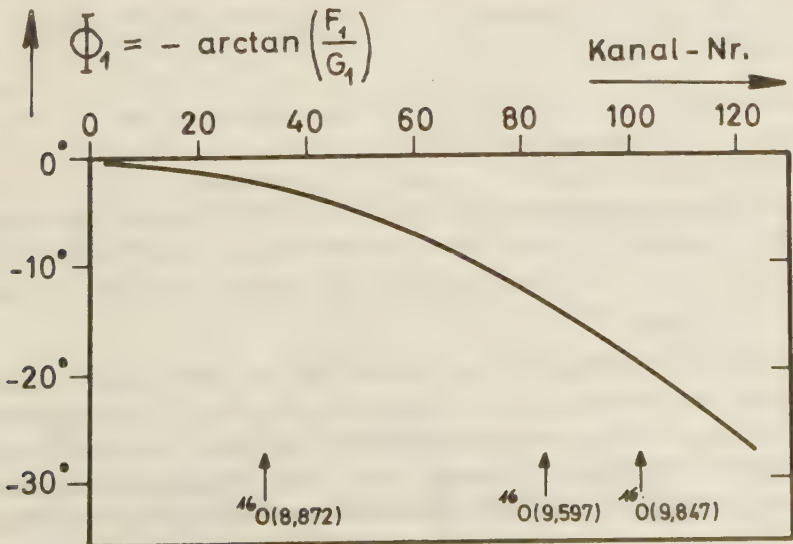


Abb.17: Hard-sphere Phase Φ , für die Parameterwerte aus Fit 2

Eine Niveaubreite Γ_{exp} , die besser als Γ_{th} mit der gemessenen Niveaubreite übereinstimmt, erhält man für breite Niveaus auf folgende Weise [15] :

Man setzt, abweichend von der oben entwickelten Theorie, in (39) die Größe Δ konstant. Die so veränderte Gl.(39) gibt das Niveau meist noch gut wieder, wie [15] zeigt. Aus der Anpassung der veränderten Gl.(39) an die Messung resultiert dann ein Parametersatz: $\text{const}; E_0 + \Delta; \gamma^2; a$. Die Größe

$$\Gamma_{\text{exp}} = 2\gamma^2 \cdot P_{\ell}(E_0 + \Delta) \quad (45)$$

die man aus diesem Parametersatz berechnen kann, entspricht ungefähr der FWHM des gemessenen Spektrums.

Zwischen Γ_{exp} und Γ_{th} besteht in linearer Näherung folgender Zusammenhang:

$$\Gamma_{\text{exp}} = \frac{\Gamma_{\text{th}}}{\left[1 - \frac{d\Delta(E)}{dE}\right]_{E=E_{\text{res}}}} \quad (46)$$

Zahlenbeispiel: Für Fit 2, Tabelle 1, ergibt sich mit (46):

$$\Gamma_{\text{th}} = 0,516 \text{ MeV}$$

$$\left[1 - \frac{d\Delta(E)}{dE}\right]_{E_{\text{res}}} = 1,244; \quad \Gamma_{\text{exp}} = 0,415 \text{ MeV}$$

Zum Vergleich: die FWHM des gemessenen Spektrums ist 0,350 MeV. (Alles im c.m.-System von $^{16}\text{O}^*$)

Der Unterschied zwischen Γ_{th} und Γ_{exp} geht nach Gl.(46) allein auf die Energieabhängigkeit von Δ , Gl.(37), zurück. Der Unterschied zwischen Γ_{exp} und der FWHM der Messung wird durch die Energieabhängigkeit der Penetrabilität P_{ℓ} bedingt, zusätzlich auch durch $f(E_{\beta \text{ max}})$ in Gl. (39) und (40).

Im folgenden wird für Δ ausschließlich die Formel (37) verwendet. Aus den Anpassungen an das vorliegende Spektrum wird die Breite Γ_{th} mit den in kernspektroskopischen Arbeiten üblichen Methoden berechnet. Die Vergleichbarkeit der resultierenden Parameter mit anderen Arbeiten wird nicht durch den Beta-Übergang beeinträchtigt,

der bei der vorliegenden Messung auftritt. Die Betaübergangswahrscheinlichkeit wird nämlich in Gl. (39) und (40) angemessen berücksichtigt.

12.7 Betaübergangswahrscheinlichkeit

Die Wahrscheinlichkeit eines erlaubten Beta-Übergangs von ^{16}N in einen Zustand von $^{16}\text{O}^*$ mit der Kanalenergie $E = E_{C+\alpha}$ ist proportional zur integralen Fermifunktion $f(E_{\beta \max})$;

$E_{\beta \max}$ ist dabei gegeben durch

$$E_{\beta \max} = 3,261 \text{ MeV} - E \quad (47)$$

(vgl. das ^{16}O - Niveauschema Abb.1).

Für Energie und Impuls der Beta-Teilchen wird die folgende normierte Schreibweise eingeführt:

$$W = (E_{\beta \text{ kin}} + m_{\text{oe}} c^2) / m_{\text{oe}} c^2 \quad (48)$$

$$W_0 = (E_{\beta \text{ kin max}} + m_{\text{oe}} c^2) / m_{\text{oe}} c^2 \quad (49)$$

$$\xi = p / m_{\text{oe}} c ; \quad \xi_0 = p_{\max} / m_{\text{oe}} c \quad (50)$$

Zwischen W und ξ besteht der relativistische Zusammenhang:

$$W^2 = 1 + \xi^2 \quad (51)$$

Benutzt man diese Schreibweise und berücksichtigt zusätzlich, daß f auch von der Ordnungszahl Z des Tochterkerns (hier Sauerstoff) abhängt, so ergibt sich für die integrale Fermifunktion:

$$f = f(W_0, Z) = \int_{W=1}^{W_0} F(Z, W) \cdot W \cdot \xi \cdot (W_0 - W)^2 dW \quad (52)$$

Für die numerische Berechnung werden die folgenden Formeln von FEENBERG und TRIGG [20] benutzt:

$$f \approx f_a + \pi \alpha Z \cdot f_b + \frac{1}{3} (\pi \alpha Z)^2 \cdot f_c \quad (53)$$

mit

$$f_a = \xi_0 \left[\frac{W_0^4}{30} - \frac{3}{20} W_0^2 - \frac{2}{15} \right] + \frac{1}{4} W_0 \cdot \ln(W_0 + \xi_0)$$

$$f_b = \frac{1}{30} (W_0 - 1)^3 (W_0^2 + 3W_0 + 6)$$

$$f_c = \xi_0 \left[\frac{W_0^4}{30} + \frac{11}{60} W_0^2 + \frac{8}{15} \right] - \frac{3}{4} W_0 \ln(W_0 + \xi_0)$$

α steht hier für die Feinstrukturkonstante = $\frac{1}{137}$

Die von Gl.(53) gelieferten Werte von f wurden im untersuchten Energiebereich testweise mit der graphischen Darstellung bei STROMINGER et al. [21] verglichen. Es ergab sich völlige Übereinstimmung.

12.8 Anpassungsmethoden

Bei den Anpassungen bestimmt man die Werte der anzupassenden Parameter durch ein im Institut entwickeltes Iterationsverfahren derart, daß χ^2 zu einem Minimum wird:

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{M_i - S_i}{\epsilon_i} \right)^2 \quad (54)$$

i = Kanal - Nr. ; M_i = gemessener Kanalinhalt ;
 S_i = angepaßte Spektralfunktion ; ϵ_i = Fehler von M_i .

Für ϵ_i wird im folgenden stets der statistische Fehler $\sqrt{N}$ eingesetzt.

Das gemessene Spektrum M_i geht völlig ungeändert in die Formel (54) ein. Für die berechnete Funktion S_i werden an den Formeln (39) bzw. (40) noch folgende Korrekturen angebracht:

Die Breit-Wigner Kurve wird mit der Apparatefunktion gefaltet. Die Apparatefunktion wird durch eine Gaußkurve dargestellt, deren Breite linear mit der Energie zusammenhängt und den Berechnungen von [2] entspricht. - Schließlich wird der Elektronenuntergrund berücksichtigt, siehe 12.9.

Die numerischen Rechnungen wurden an der Rechenanlage CD 3300 der Universität Mainz durchgeführt.

12.9 Berücksichtigung des Elektronenuntergrunds

Dem gemessenen Spektrum des $^{16}\text{O}^*$ - Zerfalls ist im niederenergetischen Bereich (etwa Kanäle 13..60) ein Untergrund von Beta-Teilchen überlagert. Ein Untergrund möglichst gleicher Art wird zu der berechneten Resonanzkurve addiert.

Dies kann nach verschiedenen Methoden geschehen:

Methode 1: Der Elektronenuntergrund wurde von [1] in einer gesonderten Messung bestimmt, bei welcher die α -Teilchen durch eine Metallfolie absorbiert wurden. Als Elektronenuntergrund wird diese Messung (geglättet und mit einem Normierungsfaktor versehen)

zur gerechneten Kurve addiert. Der Normierungsfaktor wird bei der Anpassung gefittet, weil er aus dem Experiment nicht genau genug hervorgeht.

Methode 2: Der Elektronenuntergrund wird durch die empirische Formel dargestellt (nach [1])

$$U(x) = A e^{-\alpha x} + B \quad (55)$$

und im niederenergetischen Bereich zur gerechneten Kurve addiert; die Konstanten A, α , B werden gleichzeitig mit der Breit-Wigner Formel an die Effektmessung angepaßt.

Eine Diskussion beider Methoden folgt in Abschnitt 13.3.

12.10 Berechnung der Coulombwellenfunktionen F_1 , G_1

Zur Berechnung der Spektralfunktion für die breite $^{16}\text{O}(9,597; 1^-)$ - Linie braucht man die Coulombwellenfunktionen für $\ell = 1$. Hierzu wird $F_0(\eta, \varrho)$ und $G_0(\eta, \varrho)$ aus der sehr engmaschigen Tabelle von TUBIS [22] entnommen. Zur Interpolation in ϱ wird eine Taylor-Reihenentwicklung benutzt, bei η eine Lagrange-Interpolation mit 6 Stützstellen. Die Coulombwellenfunktionen sind bei TUBIS nur für $\ell = 0$ tabelliert und werden mit den dort angegebenen Formeln auf $\ell = 1$ umgerechnet.

Die resultierenden Zahlenwerte von F_1 und G_1 sind auf 5 Stellen genau, wie Vergleiche mit der weitmaschigen Tabelle von LUK'YANOV et al. [23] zeigen.

13. Anpassungen und Ergebnisse

Das gemessene α -Spektrum des $^{16}\text{O}^*$ - Zerfalls ist in Abb.18 gezeichnet (Punkte). Bestimmend für die Anpassungen ist die außerordentlich gute Statistik dieser Messung. Der Kanalinhalt beträgt im Maximum über $6 \cdot 10^6$ Impulse, der relative statistische Fehler ist hier kleiner als 0,4 Promille. Entsprechend hoch sind die Genauigkeitsanforderungen bei der Anpassung.

13.1 Anpassungen für die ganze Resonanzlinie

13.1.1 Anpassungen mit festgehaltenem Kanalradius $a = 5,4$ fm

Der Kanalradius sollte für $^{12}\text{C} + \alpha$ ungefähr die Größe

$$a = 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ cm} \cdot \left(\sqrt[3]{4} + \sqrt[3]{12} \right) = 5,43 \text{ fm} \quad \text{haben.}$$

Zahlenwerte von a um $5,4$ fm werden von $[24]$, $[25]$, $[26]$ für Anpassungen an gemessene $^{12}\text{C}-\alpha$ -Streuphasen δ_{ℓ} für das $^{16}\text{O}(9,597)$ -Niveau verwendet. HILL $[24]$ verwendet auch andere Werte von a , bekommt jedoch für $a = 5,43$ fm die besten Anpassungen. Es wird deshalb zunächst versucht, bei den Anpassungen an das gemessene Spektrum den Wert des Kanalradius $a = 5,4$ fm festzuhalten.

Fit 1 ist das Ergebnis einer solchen Anpassung mit der modifizierten Breit-Wigner Formel (40). Die gerechnete Kurve ist in Abb.18 gezeichnet. Die zugehörigen Parameterwerte finden sich in Tab.1.

Wie Abb.18 zeigt, liegt in der niederenergetischen Flanke des Resonanzspektrums die gerechnete Kurve über den Meßpunkten. In der hochenergetischen Flanke liegt sie unterhalb der Meßpunkte. Um wenigstens im Maximum der Resonanzkurve eine gewisse Übereinstimmung zwischen Messung und Anpassung zu erreichen, wurde die Minimalisierung von χ^2 auf den Kanalbereich $65..90$ beschränkt (= "Anpassungsbereich" für diesen Fit).

Für die angepaßte Kurve wurde χ^2 dann auch im ganzen Meßbereich (K.13..110) berechnet; hier ergab sich:

$$\sqrt{\frac{\chi^2}{f-1}} = 275 \quad \text{mit } f-1 = 94$$

Aus dem Ergebnis des χ^2 -Tests folgt, daß die Differenz zwischen gemessener und angepaßter Kurve im quadratischen Mittel etwa das 275-fache des statistischen Fehlers beträgt.

Die einfache Breit-Wigner Formel (39) liefert mit $a = 5,4$ fm noch schlechtere Anpassungen. Es liegt nahe, den Wert des Kanalradius im folgenden nicht fest vorzugeben, sondern anzupassen.

13.1.2 Anpassungen mit gefittetem Kanalradius

Nun wird der Parametersatz (42) an das gemessene Spektrum angepaßt.

↑ Kanalinhalt

$-6 \cdot 10^6$

Abb. 18:

... Gemessenes α -Spektrum („Summe VI“) des Zerfalls von ^{160}Po (9,597)

— Breit-Wigner Anpassung Nr.1 mit $a = 5,4 \text{ fm}$ (fest)

--- Elektronenuntergrund

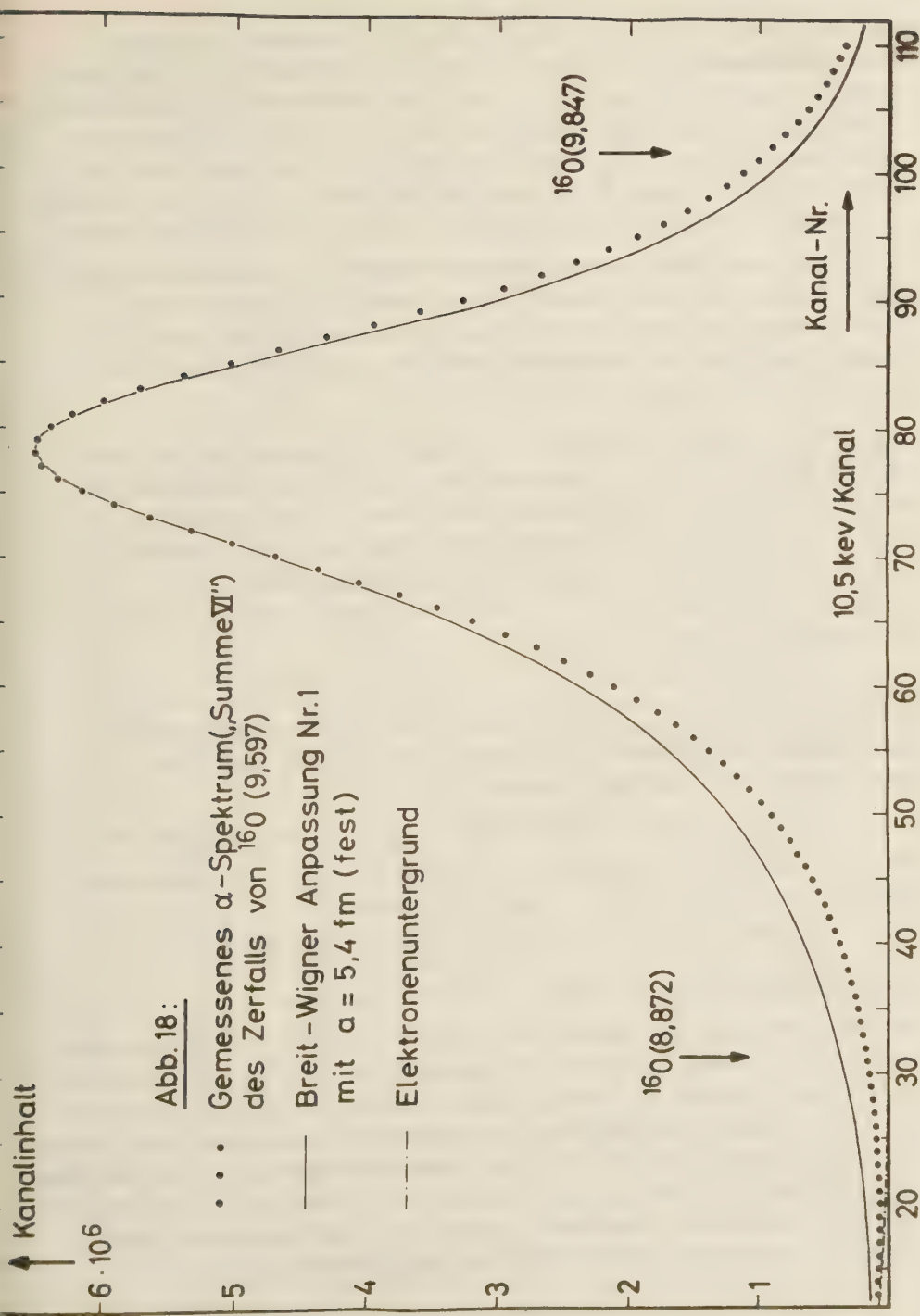
^{160}Po (8,872)

^{160}Po (9,847)

Kanal-Nr. →

10,5 keV / Kanal

20 30 40 50 60 70 80 90 100 110



Mit der einfachen Breit-Wigner Formel (39) ergeben sich keine besseren Anpassungen als in 13.1.1. Die Änderung von a hat praktisch keinen Einfluß auf den Verlauf der berechneten Spektralkurve. Nach vielen erfolglosen Bemühungen, mit (39) doch noch eine gute Anpassung zu erreichen - die niederenergetische Flanke der gerechneten Kurve liegt stets über den Meßwerten - wird die einfache Breit-Wigner Formel in dieser Arbeit nicht mehr weiter verwendet.

In Formel (40) führt die hard-sphere Phase ϕ_e unterhalb der Resonanz zu destruktiver, oberhalb zu konstruktiver Interferenz. Eine Änderung von a ändert den hard-sphere Anteil und damit diese Interferenz. Bei den folgenden Fits werden für Werte von a um 6,4 fm sehr gute Anpassungen erreicht:

Fit 2 und 3: (vergl. Tabelle 1) Beides sind Anpassungen für den ganzen Meßbereich. Sie unterscheiden sich in der Methode zur Berücksichtigung des Elektronenuntergrundes. In Fit 2 wird die separate Messung des Elektronenuntergrundes benutzt (= Methode 1 in Abschnitt 12.9). In Fit 3 wird Gl.(55) benutzt. Beide Fits ergeben für das $^{16}\text{O}(9,597)$ - Niveau übereinstimmend die folgenden Werte:

$$E_{\text{res}} = 2,424 \text{ MeV} ; \quad \Gamma_{\text{th}} = 0,516 \text{ MeV} \quad (56)$$

Der Meßfehler von E_{res} ist hauptsächlich durch den Absolutfehler der Energiegleichung gegeben (7 keV). Diese Werte passen gut zu den Angaben von AJZENBERG - SELOVE [3] :

$$E_{\text{res}} = (2,436 \pm 0,021) \text{ MeV} ; \quad \Gamma_{\text{th}} = (0,510 \pm 0,060) \text{ MeV}$$

Für das Maximum der Resonanzlinie ergibt sich aus dem gemessenen Spektrum und aus Fit 2 und 3 übereinstimmend:

$$E_{\alpha}^{\text{Max}} = (1,769 \pm 5) \text{ MeV} ; \quad E_{\text{C}+\alpha}^{\text{Max}} = 2,359 \text{ MeV} .$$

Dieses Ergebnis wird in Teil I, Gl.(17), benutzt.

Es ist unmöglich, in Abb.18 Unterschiede zwischen diesen Anpassungen und dem gemessenen Spektrum darzustellen. Für Fit 2 wurden deshalb beide Spektren in Tabellenform dargestellt: Tab.2 zeigt den Grad der Übereinstimmung zwischen Messung und Anpassung. Die Tabelle enthält außerdem $\Delta N/\sqrt{N}$, d.h. die Abweichungen ΔN zwischen Messung und Rechnung in Einheiten des statistischen Fehlers $\sqrt{N}$. Ferner ist ΔN als Prozentwert angegeben, bezogen auf den gemessenen Kanalinhalt. - Für Fit 3 ist $\Delta N/\sqrt{N}$ in Abb.19 gezeichnet.

Tabelle 1: Parameter der Breit-Wigner Anpassungen nach Formel (40)

Fit Nr.	Kanal-Bereich der Anpassung	ausgelassene Kanäle	E_{res} (MeV)	Γ_{th} (MeV)	α (Fermi)	χ^2 -Test für Anpassungsbereich		Berücksichtigung des Elektronenuntergrunds durch Formel:
						$\sqrt{\frac{\chi^2_{Ber.}}{f-1}}$	$f-1$ Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2 > \chi^2_{Ber.})$	
		Vergleichswerte [4]:						
1	65..90	keine	2,436	0,510				U-Messg. • C
2	16..110	29..34 99..105	2,452 2,424	0,618 0,516	5,4(fest) 6,415	2,153	76	U-Messg. • C
3	13..110	29..34 99..105	2,424	0,517	6,402	1,767	77	Ae ^{-αx} + B
4	17..46	29..34	2,420	0,504	6,401	1,0025	18	U-Messg. • C
5	13..53	29..34	2,422	0,504	6,385	1,894	29	U-Messg. • C
6	13..78	29..34	2,423	0,515	6,369	1,0116	52	Ae ^{-αx} + B
7	13..97	29..34	2,424	0,517	6,398	~1,2	71	Ae ^{-αx} + B
8	17..46	keine	2,421	0,504	6,394	1,516	24	U-Messg. • C
9	13..78	keine	2,423	0,515	6,384	1,315	58	Ae ^{-αx} + B

Tabelle 2: Breit-Wigner Fit Nr.2 für ganzen Messbereich

Kan. Nr.	Kanalinhalt		$\frac{\Delta N}{\sqrt{N}}$	ΔN in %	Kan. Nr.	Kanalinhalt		$\frac{\Delta N}{\sqrt{N}}$	ΔN in %
	Messg.	Anpass.				Messg.	Anpass.		
16	77223	77247	-0.09	-0.03	64	2957470	2960405	-1.71	-0.10
17	74824	74672	0.55	0.20	65	3211550	3215243	-2.06	-0.12
18	73820	73521	1.10	0.41	66	3483320	3487408	-2.19	-0.12
19	73762	73689	0.27	0.10	67	3771290	3776019	-2.43	-0.13
20	75567	75093	1.72	0.63	68	4080430	4079287	0.57	0.03
21	78123	77669	1.62	0.58	69	4394790	4394262	0.25	0.01
22	81722	81372	1.22	0.43	70	4716710	4716564	0.07	0.00
23	86059	86173	-0.39	-0.13	71	5042280	5040172	0.94	0.04
24	91912	92056	-0.48	-0.16	72	5357840	5357280	0.24	0.01
25	98290	99025	-2.34	-0.75	73	5660060	5658346	0.72	0.03
26	105647	107094	-4.45	-1.37	74	5928780	5932378	-1.48	-0.06
27	115020	116291	-3.75	-1.11	75	6170510	6167509	1.21	0.05
28	125397	126659	-3.56	-1.01	76	6351360	6351912	-0.22	-0.01
29	136966	138250	-3.47	-0.94	77	6475400	6474941	0.18	0.01
30	150412	151130	-1.85	-0.48	78	6522340	6528374	-2.36	-0.10
31	165393	165375	0.04	0.01	79	6507780	6507492	0.11	0.00
32	181559	181072	1.14	0.27	80	6409540	6411807	-0.90	-0.04
33	197788	198322	-1.20	-0.27	81	6249230	6245233	1.60	0.06
34	215966	217234	-2.73	-0.59	82	6013610	6015594	-0.81	-0.03
35	236060	237934	-3.86	-0.79	83	5741890	5733670	3.43	0.14
36	259036	260558	-2.99	-0.59	84	5418640	5411994	2.86	0.12
37	284332	285257	-1.74	-0.33	85	5068560	5063568	2.22	0.10
38	310943	312197	-2.25	-0.40	86	4708150	4700738	3.42	0.16
39	340693	341557	-1.48	-0.25	87	4337110	4334357	1.32	0.06
40	372379	373535	-1.89	-0.31	88	3975340	3973346	1.00	0.05
41	408153	408343	-0.30	-0.05	89	3624030	3624548	-0.27	-0.01
42	446772	446215	0.83	0.13	90	3292190	3292821	-0.35	-0.02
43	487698	487408	0.42	0.06	91	2979840	2981297	-0.84	-0.05
44	534849	532203	3.62	0.50	92	2687250	2691679	-2.70	-0.17
45	582267	580907	1.78	0.23	93	2422030	2424572	-1.63	-0.11
46	635334	633854	1.86	0.23	94	2172550	2179775	-4.90	-0.33
47	692718	691418	1.56	0.19	95	1949200	1956525	-5.25	-0.38
48	755341	754017	1.52	0.18	96	1749770	1753705	-2.98	-0.23
49	823810	822102	1.88	0.21	97	1565690	1569988	-3.43	-0.28
50	897442	896165	1.35	0.14	98	1401980	1403950	-1.66	-0.14
51	978491	976742	1.77	0.18	99	1257820	1254147	3.27	0.29
52	1066480	1064426	1.99	0.19	100	1131030	1119170	11.15	1.05
53	1163260	1159864	3.15	0.29	101	1017640	997674	19.79	1.96
54	1267040	1263763	2.91	0.26	102	906681	888401	19.20	2.02
55	1377410	1376890	0.44	0.04	103	807269	790188	19.01	2.12
56	1501790	1500076	1.40	0.11	104	710048	701963	9.59	1.14
57	1634430	1634211	0.17	0.01	105	626682	622751	4.97	0.63
58	1780580	1780236	0.26	0.02	106	553783	551666	2.85	0.38
59	1939490	1939135	0.26	0.02	107	488639	487908	1.05	0.15
60	2114160	2111912	1.55	0.11	108	432504	430764	2.65	0.40
61	2298720	2299560	-0.55	-0.04	109	381068	379585	2.40	0.39
62	2500570	2503015	-1.55	-0.10	110	335331	333780	2.68	0.46
63	2720520	2723092	-1.56	-0.10					

$\frac{\Delta N}{\sqrt{N}}$
Abweichungen zwischen
Messung und Anpassung
in Einheiten des Standardfehlers

Abb. 19: Breit-Wigner Anpassung für den ganzen Meßbereich
unter Auslassung der Kanäle 29..34 und 99..105

—○— Breit-Wigner Fit Nr. 3
- - - Polynom Anpassung zum Vergleich

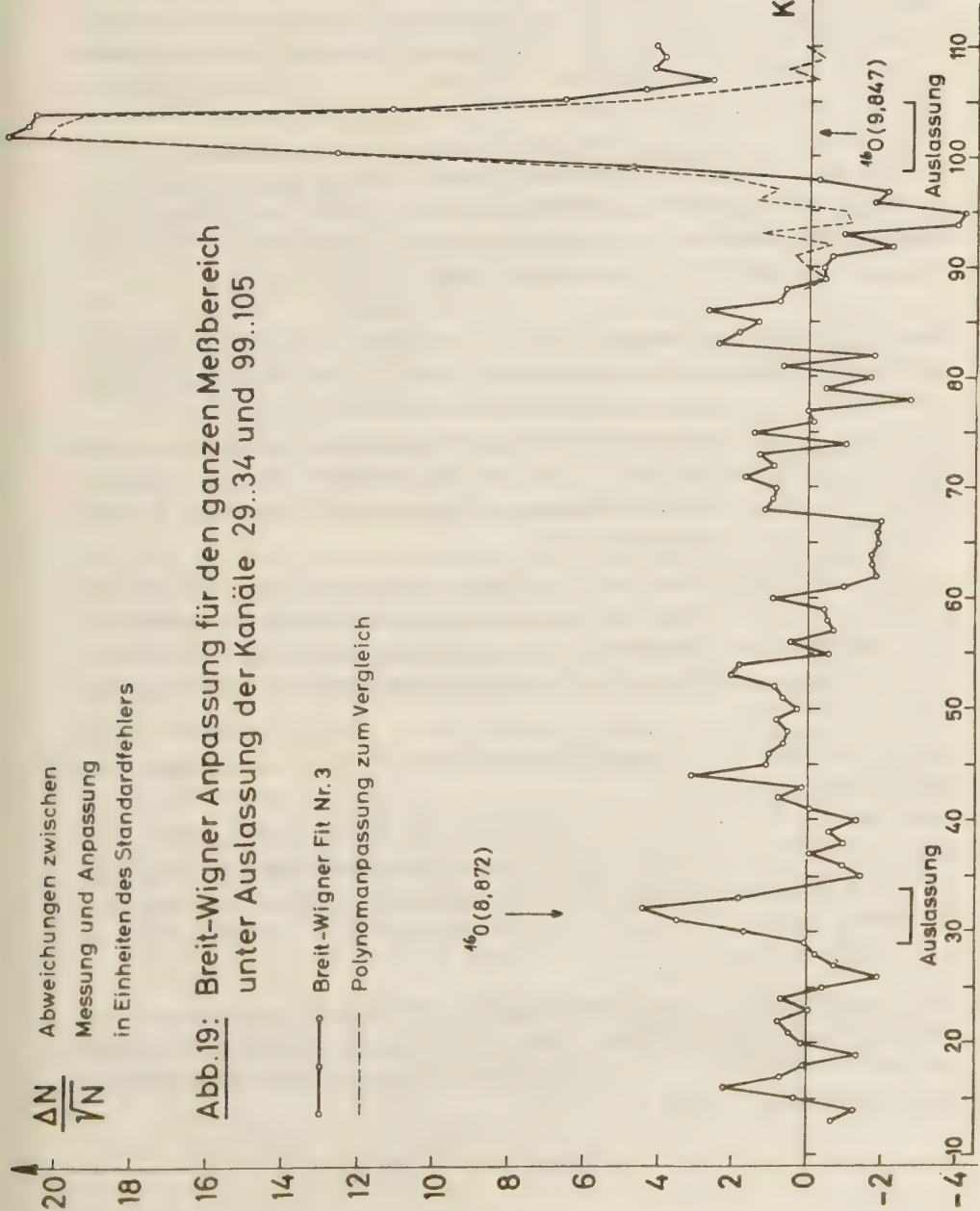
$^{46}\text{O} (8,872)$

Kanal-Nr.

$^{46}\text{O} (9,847)$

Auslassung
100 110

Auslassung
30 40



13.1.3 Diskussion der besten Gesamtanpassungen (Fit 2 und 3)

In Abb.19 erkennt man die von den Niveaus $^{16}\text{O}(8,872)$ und $^{16}\text{O}(9,847)$ herrührenden Linien als signifikante Abweichungen des gemessenen Spektrums von der Breit-Wigner Anpassung. Die Kanalbereiche der beiden Linien werden bei der Minimalisierung von χ^2 nicht berücksichtigt, für die übrigen Kanäle ergeben sich Werte von $\sqrt{\frac{\chi^2}{f-1}}$ um 2 (s. Tab.1). Dieser hohe Wert wird zum guten Teil durch einen in Abb.19 erkennbaren Anstieg des Untergrunds im Kanalbereich 95..110 verursacht. Dieser Anstieg könnte etwa von dem Niveau $^{16}\text{O}(11,63 \text{ MeV}; 3^-)$ (Breite 1,2 MeV) herrühren, wie BARKER [27] vermutet. - Beschränkt man die Anpassung auf den Bereich K. 13..97 (Fit 7), so ergibt sich: $\sqrt{\frac{\chi^2}{f-1}} \approx 1,2$.

Bei Fit 2 treten im Kanalbereich 25..40 zusätzliche Abweichungen zwischen Messung und Anpassung auf. (Die paritätsverbotene Linie tritt deshalb in Tab.2 nicht so klar heraus wie in Abb.19.) Fit 2 und 3 unterscheiden sich in der Methode zur Berücksichtigung des Elektronenuntergrunds in diesem Kanalbereich. Formel (55) führt hier zu besseren Anpassungen (besseres χ^2) als die Berücksichtigung der Untergrundmessung.

Bei der Interpretation des χ^2 -Tests ist zu beachten, daß als Meßfehler in Gl.(54) lediglich der statistische Fehler eingesetzt wird. Weitere Fehlerquellen bleiben unberücksichtigt, z.B. integrale Nichtlinearitäten (INL) oder Randeffekte an der Fassung der Festkörperzähler.

Schon eine winzige INL der Apparatur von [1] kann zu systematischen Abweichungen führen:

Wenn die INL Teile des Spektrums auch nur um $\frac{1}{100}$ Kanal gegen die Bezugspunkte der Energieeichung verschiebt, dann ändern sich z.B. in den Flanken der Linie die Kanalinhalte um 1 Promille. Der statistische Fehler (der in Gl.(54) eingesetzt wird) beträgt hier aber nur 0,5 Promille.

Da über die Größe dieser Abweichungen und ihre Auswirkungen auf die Anpassung nichts bekannt ist, wird χ^2 nur für die statistischen Meßfehler berechnet. Bei zusätzlichen Fehlerquellen liefert diese Methode zu große Werte für χ^2 .

Der Wert $\sqrt{\frac{\chi^2}{f-1}} \approx 2$ besagt, daß Messung und Rechnung durchschnittlich um etwa den zweifachen statistischen Fehler voneinander abweichen. Das bedeutet: Messung und Rechnung stimmen bis auf etwa 1 Promille miteinander überein, wie man auch aus Tabelle 2 entnehmen kann.

13.2 Anpassungen in der Umgebung der paritätsverbotenen Linie

Der χ^2 -Test liefert bessere Ergebnisse, wenn man die Anpassungen auf einen kleineren Bereich beschränkt. von besonderem Interesse sind Anpassungen für die Umgebung der paritätsverbotenen Linie des $^{16}\text{O}(8,872)$ - Niveaus. Der Kanalbereich der Linie selbst wird bei der Minimalisierung von χ^2 nicht berücksichtigt. Dabei können Anpassungen erzielt werden, die auch nach den strengen Kriterien des χ^2 -Tests als gut zu bezeichnen sind.

Fit 4 zieht zur Berücksichtigung des Elektronenuntergrunds die separate Untergrundmessung heran. Er liefert für den Kanalbereich 17..46 eine Anpassung mit der Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2 > \chi^2_{\text{ber}}) = 45,1\%$.

Bei Fit 5 wurde der Anpassungsbereich geringfügig vergrößert (K. 13..53): χ^2 wird erheblich schlechter, wie Tabelle 1 zeigt. Die Separatmessung des Elektronenuntergrunds ist offenbar nicht geeignet, den bei der Effektmessung auftretenden Elektronenuntergrund über einen größeren Bereich genau genug wiederzugeben.

Fit 6 verwendet Formel (55), um den Elektronenuntergrund zu berücksichtigen. Es resultiert eine bis zum Maximum der $^{16}\text{O}(9,597)$ - Linie reichende Anpassung mit $P(\chi^2 > \chi^2_{\text{ber}}) = 43,3\%$.

Fit 4 und 6 sind in Abb.20 zusammen mit einer Anpassung nach der Exponentialformel (23) dargestellt. Die Exponentialanpassung erstreckt sich über den Bereich K.13..53; sie ergibt:

$$\sqrt{\frac{\chi^2}{f-1}} = 0,9612 ; \quad f-1 = 30 ; \quad P(\chi^2 > \chi^2_{\text{ber}}) = 58,4\%$$

Wie man aus Abb.20 ersieht, stimmen die drei Anpassungen fast völlig miteinander überein. Dies gilt insbesondere für die Zahl der Zerfälle des $^{16}\text{O}(8,872)$ - Niveaus:

$$N_{\alpha}(8,872) \approx \sum_{i=29}^{34} (\Delta N)_i = \sum_{i=29}^{34} (M_i - S_i)$$

Hierbei ist: i = Kanalnummer;

M_i = Kanalinhalt des gemessenen Spektrums

S_i = Kanalinhalt des gerechneten Spektrums

Es ergibt sich für $\sum_{i=29}^{34} (\Delta N)_i =$

Breit-Wigner Fit Nr. 6 7484 Impulse

Breit-Wigner Fit Nr. 4 6035 "

Exponentialanpassung 6948 "

HÄTTIG [1] bestimmt $N_\alpha(8,872)$ für ein Spektrum von praktisch gleicher Statistik mit einem Fehler von 33 %. Innerhalb dieses Meßfehlers stimmen die obigen Ergebnisse aus drei methodisch verschiedenen Anpassungen gut miteinander überein.

Da somit gezeigt ist, daß die Breit-Wigner Anpassungen die gleichen Resultate erbringen wie die von HÄTTIG benutzte Exponentialanpassung, kann für die weitere Auswertung der $^{16}\text{O}(8,872)$ - Linie auf die Ergebnisse von HÄTTIG verwiesen werden.

Bemerkenswert ist, daß sich bei allen bisherigen Anpassungen von Fit 2 bis 7 stets gleiche Werte für E_{res} und Γ_{th} ergeben (Tab.1). Selbst bei Fit 4 liefert eine Gruppe von 20 Kanälen, die in den Ausläufern des Resonanzspektrums liegen, fast die gleichen Werte wie AJZENBERG - SELOVE [3] .

Zum Vergleich mit der Auswertung von HÄTTIG wurden Fit 4 und 6 ohne Auslassung der Kanäle 29..34 wiederholt. Abb.21 zeigt wieder fast völlige Übereinstimmung der Ergebnisse. Hier ist:

Fit 8: wie Fit 4, doch ohne Auslassung

Fit 9: wie Fit 6, doch ohne Auslassung.

Für die Exponentialanpassung ergibt sich hier:

$$\sqrt{\frac{\chi^2}{f-1}} = 1,3825 ; f-1 = 36 ; P(\chi^2 > \chi^2_{\text{ber}}) = 0,08 \%$$

Vergleichsweise ergibt sich bei den Breit-Wigner Anpassungen $P(\chi^2 > \chi^2_{\text{ber}}) = 0,03 \%$: dieser Wahrscheinlichkeitswert zeigt noch deutlicher als bei der Exponentialanpassung, daß das gemessene Spektrum eine systematische Abweichung von der breiten Resonanzlinie aufweist, nämlich die paritätsverbotene $^{16}\text{O}(8,872)$ - Linie.

13.3 Berücksichtigung des Elektronenuntergrunds (Diskussion)

Abb.22 zeigt, welche Untergrundspektren nach den beiden Methoden zur Berücksichtigung des Elektronenuntergrunds zu der berechneten Resonanzkurve addiert werden.

Wie sich oben ergab, kann man bei Verwendung der empirischen Formel (55) einen größeren Kanalbereich fitten als bei Verwendung der Untergrundmessung. Besonders im Kanalbereich 25..40 zeigt nun die Abb.22 Unterschiede zwischen den beiden Methoden, die größer sind als die Fehlerbalken der Untergrundmessung. Die negativen Werte von $\Delta N / \sqrt{N}$, die in Tabelle 2 im selben Kanalbereich auftreten, legen die Vermutung nahe, daß die gesonderte Messung des Untergrunds zu große Meßwerte in diesem Bereich liefert. Tatsächlich ist es denkbar, daß bei der separaten Messung des Untergrunds nicht dasselbe Elektronenspektrum gemessen wird wie bei der Effektmessung. Das Spektrum kann durch die Metallfolie verändert werden, die bei der Untergrundmessung die α -Teilchen absorbiert. Dies könnte erklären, warum Formel (55), die direkt an die Effektmessung angepaßt wird, günstiger abschneidet.

Der Untergrund ist auch in Abb.18 ab Kanal 12 eingetragen; man sieht hier, wie schwach er ist. In Kanal 32 (paritätsverbotene Linie) beträgt der Untergrund 3,7 % der Effektmessung, wenn man die gesonderte Untergrundmessung heranzieht, und 1,3 % bei Verwendung von Gl.(55).

In Gl.(55): $U(x) = A e^{-\alpha x} + B$ wird die Konstante B bei allen Anpassungen negativ. Bei höheren Kanalnummern x ergeben sich physikalisch sinnlose negative Werte für den Untergrund. Im Vergleich zur Effektmessung sind diese Werte aber klein: in Kanal 50 beträgt der nach Gl.(47) berechnete Untergrund 0,4 % der Effektmessung. Demgegenüber weicht Fit 1 in Kanal 50 um 35 % von der Effektmessung ab (vergl. Abb.18); diese Abweichung kann bei allen folgenden Fits durch destruktive Interferenz beseitigt werden.

Bei den Anpassungen in der Umgebung der paritätsverbotenen Linie wird der Untergrund im ganzen Anpassungsbereich durch Gl.(55) als differenzierbare Funktion dargestellt; die schwach negativen Werte beeinträchtigen die Anpassung nicht. In der hochenergetischen Hälfte der Resonanzkurve wird Gl.(55) nicht verwendet.

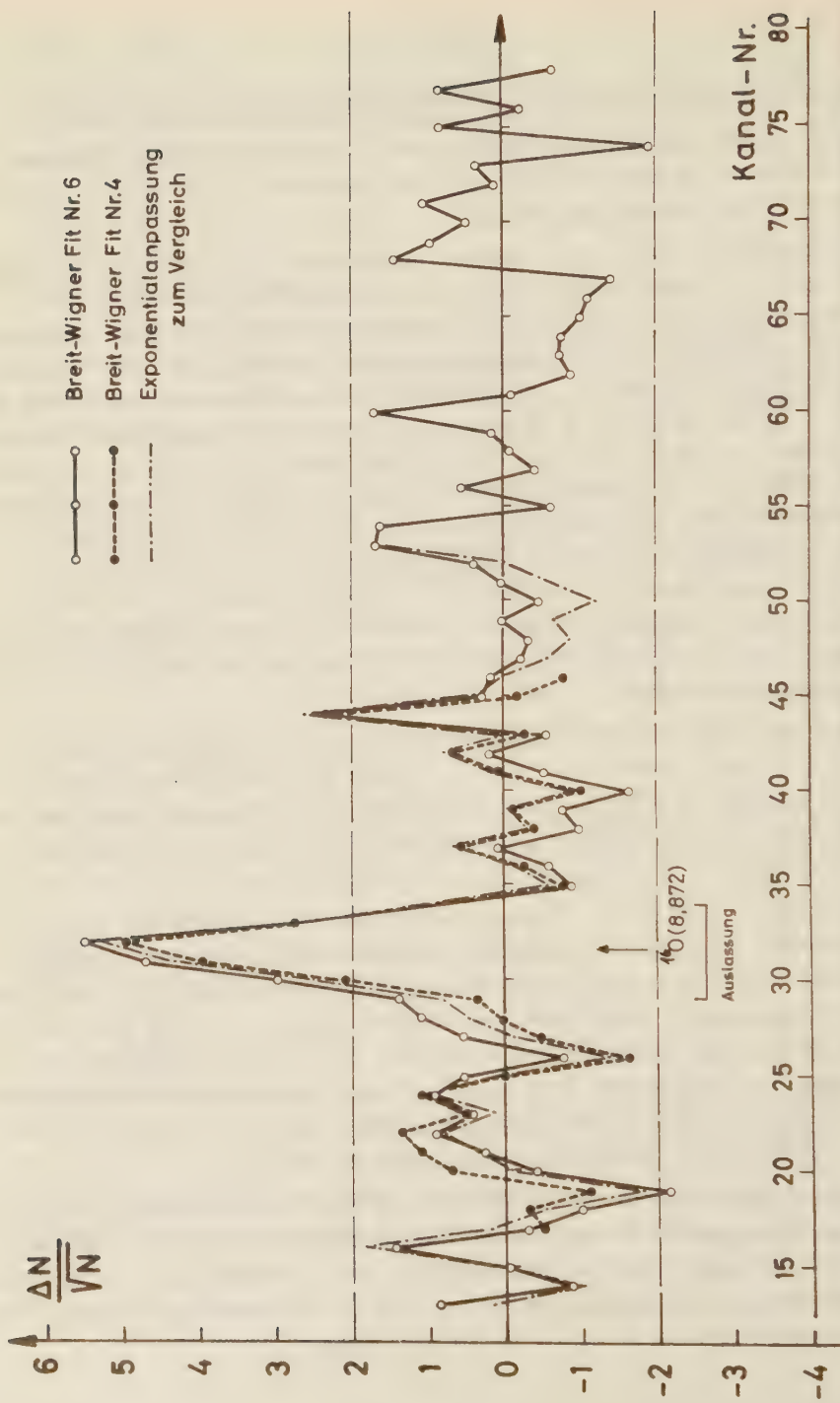


Abb. 20: Anpassungen an die niederenergetische Hälfte des gemessenen α -Spektrums, unter Auslassung der Kanäle 29...34 (Abweichungen ΔN zwischen Messung und Rechnung in Einheiten des statistischen Fehlers $\sqrt{N}$)

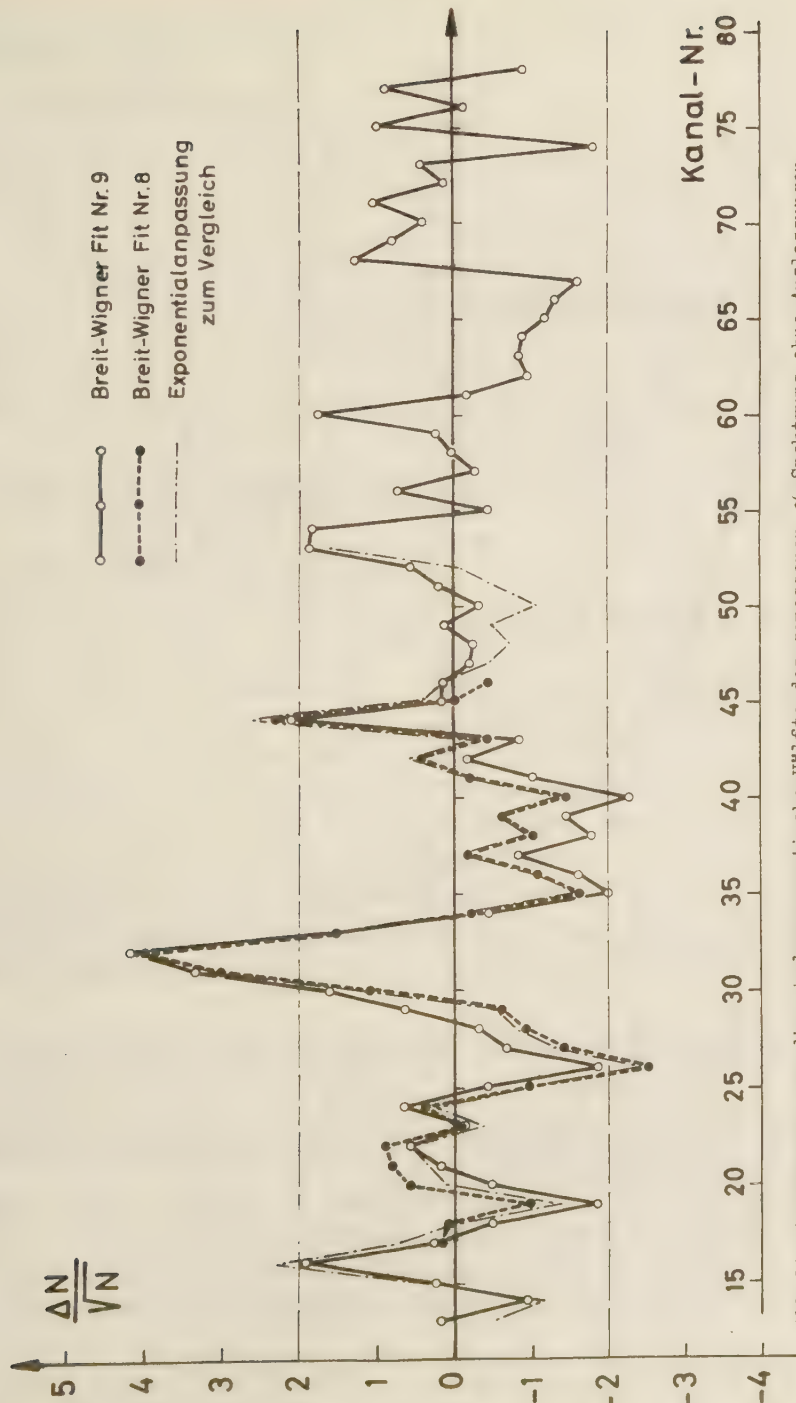


Abb. 21: Anpassungen an die niederenergetische Hälfte des gemessenen α -Spektrums ohne Auslassungen (Abweichungen ΔN zwischen Messung und Anpassung in Einheiten des statistischen Fehlers $\sqrt{N}$)

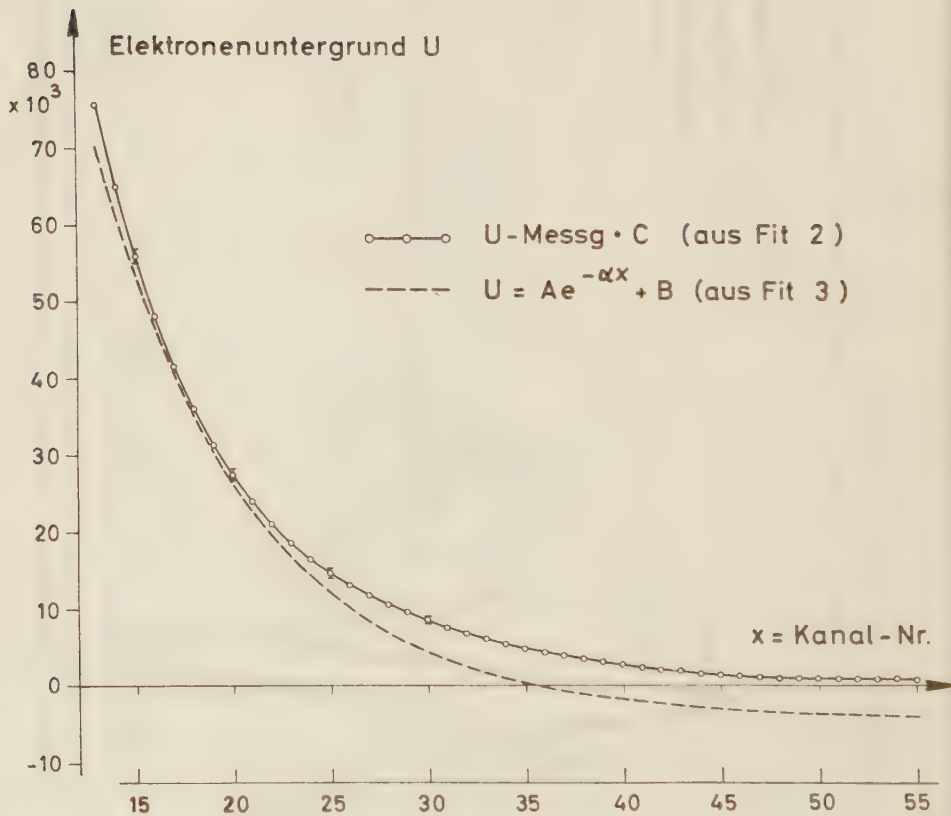


Abb.22: Elektronenuntergrund, der in zwei verschiedenen Anpassungen berücksichtigt wird

14. Diskussion

14.1 Ein-Niveau-Formel

Mit der Ein-Niveau-Formel (40) kann man, wie oben gezeigt, das Spektrum des ^{16}O (9,597; 1^-) - Niveaus gut anpassen.

Die strenge Ein-Niveau-Formel geht von der Voraussetzung aus, daß im interessierenden Energiebereich keine Störungen durch andere 1^- - Niveaus auftreten. Aber auch für den Fall, daß entfernte 1^- - Niveaus einen Untergrund beitragen, der mit dem ^{16}O (9,597) - Niveau interferiert, kann man nach [15a] die Gl.(40) formal beibehalten. Dieser Untergrund trägt dann zur Größe von ϕ_ℓ bei. Formal ist ϕ_ℓ weiterhin durch Gl.(28) gegeben. Die Werte der Parameter, die sich aus der Anpassung ergeben, werden aber durch einen solchen Untergrund modifiziert.

14.2 Mehr-Niveau - Anpassungen

BARKER [27] und WERNITZ [28] passen Mehr-Niveau-Formeln an das Spektrum des Zerfalls $^{16}\text{N} \xrightarrow{\beta^-} ^{16}\text{O}^* \rightarrow \alpha + ^{12}\text{C}$ an. Sie nehmen also an, daß die ^{16}O (9,597; 1^-) - Linie durch die Ausläufer entfernter 1^- - Niveaus beeinflusst wird. Ihre Formeln enthalten Resonanzterme für die Niveaus ^{16}O (9,597) und ^{16}O (7,119) sowie einen Untergrundanteil, der Einflüsse entfernter anderer 1^- - Niveaus berücksichtigen soll. Dieser Untergrundanteil zeigt im interessierenden Energiebereich kein Resonanzverhalten. Eine hard-sphere Phase ϕ_ℓ wie in Gl.(40) wird nicht mitgenommen (das entspricht einem Korrekturglied $\delta_{\text{pot}} = \phi_\ell$, Gl.(31)).

BARKER berücksichtigt außerdem den Zerfall von ^{16}N in 3^- - Niveaus von ^{16}O .

Beide Autoren verwenden ein im Hause gemessenes α - Spektrum des erwähnten Zerfalls mit insgesamt $3,2 \cdot 10^7$ Impulsen, die sich über 98 Kanäle verteilen. (Dieses Spektrum ist eine Teilstatistik des in Teil II dieser Arbeit benutzten Spektrums "Summe VI".)

BARKER fittet 23 Kanäle dieses Spektrums mit einer Mehr-Niveau-Formel, die 12 Parameter enthält. Zieht man die von BARKER angepaßte Spektralkurve nach passender Normierung zu einem χ^2 -Test mit allen Kanälen des Spektrums "Summe VI" heran, so ergibt sich

$$\sqrt{\frac{\chi^2}{f-1}} \approx 11 \quad (\text{für Kanalradius } a = 5,5 \text{ fm})$$

Das gilt für eine Berechnung von χ^2 nach den Methoden der vorliegenden Arbeit. BARKER bestimmt χ^2 anders, doch kann aus seinen Angaben und mit einigen vereinfachenden Annahmen der obige Wert näherungsweise berechnet werden. Die von BARKER angepaßte Kurve würde sich also bei diesem Vergleich durchschnittlich um den 11-fachen statistischen Fehler von der Messung unterscheiden, d.h. seine Anpassung ist auf 0,5 % genau. Der χ^2 -Test fällt für BARKER wesentlich besser aus als für Fit 1 (mit $a = 5,4 \text{ fm}$), aber auch wesentlich schlechter als für Fit 3.

BARKER kann einen Satz von 12 Parametern so anpassen, daß gleichzeitig das ^{16}N -Zerfallsspektrum (s.oben) und Messungen der ^{12}C - α -Streuphasen mit $\ell = 1$ und $\ell = 3$ gut wiedergegeben werden. Ein Kanalradius um 5 fm erweist sich dabei als optimal.

14.3 Wiedergabe von Streuphasenmessungen mit den Parametern des ^{16}N -Zerfallsspektrums

Das ^{16}N -Zerfallsspektrum wird in der vorliegenden Arbeit durch die Formel

$$\frac{dN_\alpha}{dE} = \text{const} \cdot f(E_{\beta \text{ max}}) \cdot \frac{\sin^2 \delta_\ell}{p_\ell} \quad (40)$$

angepaßt (mit $\ell = 1$). Die auftretende Phase δ_1 ist formal identisch mit der Streuphase δ_1 , die bei der ^{12}C - α -Streuung gemessen wird. Es liegt nahe, das δ_ℓ in Gl.(40) für Parametersätze zu berechnen, die an das ^{16}N -Spektrum angepaßt wurden, und die erhaltenen Kurven mit Messungen der Streuphasen zu vergleichen.

In Abb.23 ist dieser Vergleich durchgeführt. Die eingezeichneten Kurven wurden für die Parameter von Fit 1 und Fit 2 berechnet; die Meßpunkte wurden bei JONES et al. [25] und bei CLARK et al. [26] entnommen.

Aus den von JONES et al. gemessenen Streuphasen ergibt sich die Anregungsenergie des $^{16}\text{O}(9,597)$ - Niveaus um 32 keV niedriger als bei AJZENBERG - SELOVE [3]. (Bei diesem Vergleich wurde der von JONES et al. benutzte $^{12}\text{C}+\alpha$ - ^{16}O Massenwert von 7,148 MeV durch

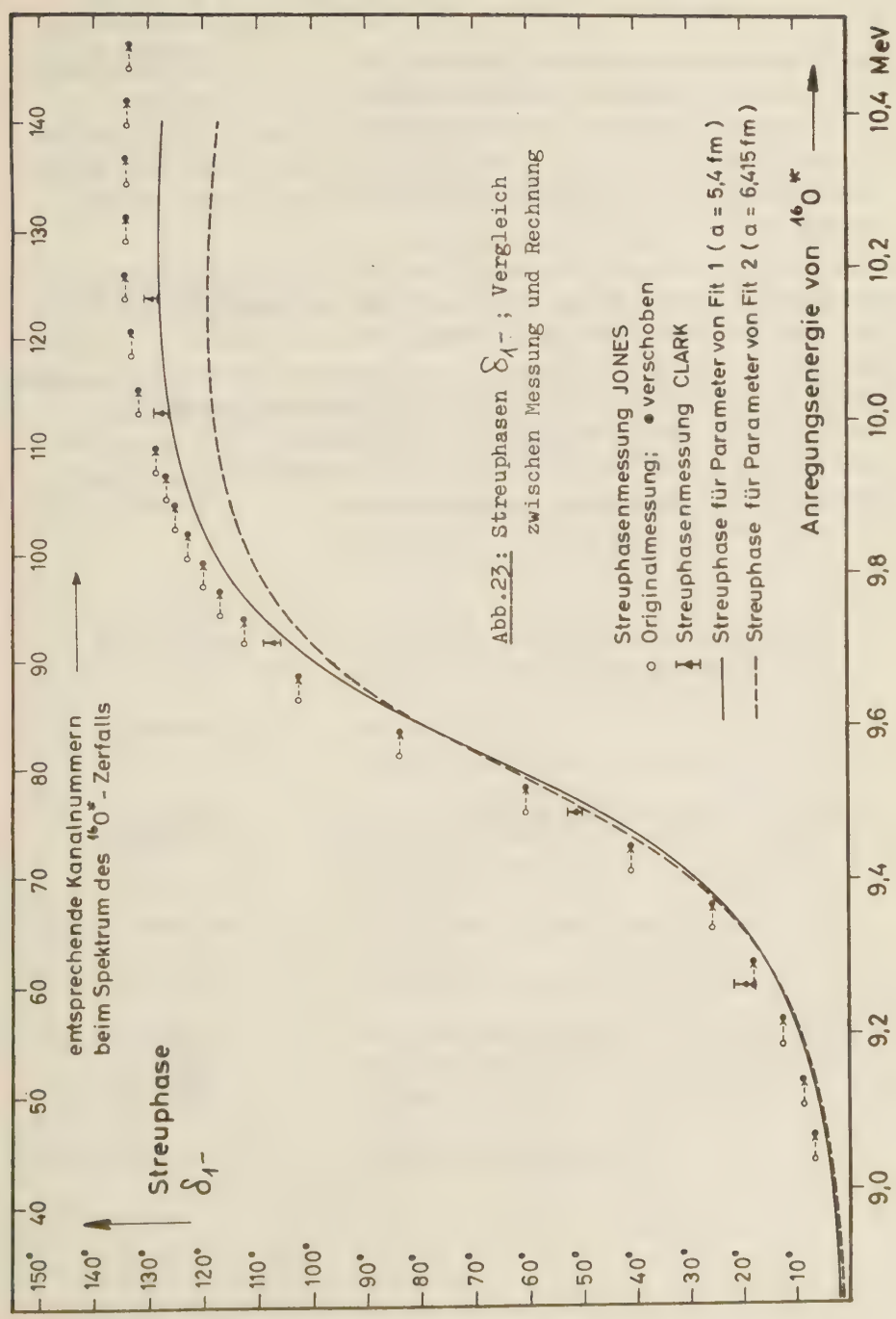


Abb. 23: Streuphasen δ_1^- ; Vergleich zwischen Messung und Rechnung

Streuphasenmessung JONES

○ Originalmessung; ● verschoben

┐ Streuphasenmessung CLARK

— Streuphase für Parameter von Fit 1 (a = 5,4 fm)

- - - Streuphase für Parameter von Fit 2 (a = 6,415 fm)

Anregungsenergie von ^{16}O →

den heutigen Wert 7,161 MeV ersetzt.) Deshalb wird die Energieskala von JONES et al. um 32 keV erhöht (in Abb.23 eingetragen).

Der Parametersatz von Fit 1 (mit $a = 5,4$ fm) gibt die Streuphasenmessungen gut, das ^{16}N - Spektrum dagegen schlecht wieder. Bei Fit 2 (mit $a = 6,415$ fm) ist es umgekehrt (ähnlich für alle Fits mit ähnlichem a). Das ^{16}N - Zerfallsspektrum und die ^{12}C - α -Streuphasen lassen sich also nicht mit dem gleichen Parametersatz beschreiben.

Wahrscheinlich zeigt diese Diskrepanz die Grenzen der Verwendbarkeit der Ein-Niveau-Formel (40) auf. Bei der Anpassung des ^{16}N - Spektrums kann Gl.(40) u.U. Störungen durch entfernte 1^- - niveaus kompensieren, vergl. Abschnitt 14.1. Auch wenn sich der Parametersatz dann nicht mehr zur Wiedergabe der Streuphasenmessungen eignet, ist es doch bemerkenswert, wie gut das ^{16}N - Zerfallsspektrum mit $2 \cdot 10^8$ Zerfällen durch die verwendete Ein-Niveau-Formel mit 4 Parametern wiedergegeben wird.

L I T E R A T U R V E R Z E I C H N I S

- [1] H.HÄTTIG Nachweis des paritätsverbotenen Alpha-Zerfalls $^{16}\text{O} (2^-; 8,87 \text{ MeV}) \rightarrow \alpha + ^{12}\text{C}$
Dissertation Mainz 1970
- [2] K.HÜNCHEM Der einfach-verbotene Beta-Übergang $^{16}\text{N}(2^-) \xrightarrow{\beta^-} ^{16}\text{O}(2^+) 9,85 \text{ MeV}$
Dissertation Mainz 1969
- [3] F.AJZENBERG-SELOVE Energy levels of light nuclei $A = 16-17$
Nucl.Phys. A166 (1971) 1
- [4] P.ROTH Suche nach dem paritätsverbotenen Alpha-Zerfall des $8,87 \text{ MeV} (2^-)$ Zustands in ^{16}O
Dissertation Mainz 1967
- [5] W.POHLIG Laminar-Strömungszählrohr mit minimalem Randeﬀekt für die Messung des Zerfalls $^{16}\text{O}^* (9.59 \text{ MeV}) \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha$
- [6] A.SAVITZKY
M.J.E.GOLAY Smoothing and differentiation of data by simplified least squares procedures
Analytical Chemistry 36 (1964) 1627
- [7] C.GERTHSEN Physik, S. 455
Berlin, Göttingen, Heidelberg ⁷1963
- [8] W.KAUFMANN
H.WÄFFLER A search for parity-forbidden alpha-decay from the $8.88 \text{ MeV} (2^-)$ state in ^{16}O
Nucl.Phys. 24 (1961) 62
- [9] H.ARENHÖVEL Private Mitteilung, vergleiche [1]
- [10] K.NEUBECK Private Mitteilung, vergleiche [11]
- [11] H.HÄTTIG
K.KRIMMEL
K.NEUBECK
H.WÄFFLER Übergangswahrscheinlichkeit und ft-Wert für den $^{16}\text{N} \rightarrow (\beta^-) ^{16}\text{O}(9.61, 1^-)$ Beta-Zerfall
Verhandl. DPG (VI) 6 (1971) 176
- [12] R.KECK Private Mitteilung

- [13] R.D.BIRKHOFF The passage of fast electrons through matter, S. 63 und 70, in:
Handbuch der Physik (Herausg. S. Flügge), Bd. 34; Berlin, Göttingen, Heidelberg 1958
- [14] G.C.PHILLIPS The significance of the generalized density of states function for nuclear spectra
T.A.GRIFFY
L.C.BIEDENHARN Nucl.Phys. 21 (1960) 327
- [15] A.M.LANE R-matrix theory of nuclear reactions
R.G.THOMAS Rev.Mod.Phys. 30 (1958) 257 - 353
- [15a] A.M.LANE a.a.O. S.273
R.G.THOMAS
- [16] I.BLOCH Coulomb functions for reactions of protons and alpha-particles with the lighter nuclei
M.H.HULL, Jr.
A.A.BROYLES Rev.Mod.Phys. 23 (1951) 147
W.G.BOURICIUS
B.E.FREEMAN
G.BREIT
- [17] D.E.ALBURGER Beta decay of Li^8
P.F.DONAVAN Phys.Rev. 132 (1963) 334
D.H.WILKINSON
- [18] R.E.SEGEL Parity conservation in nuclear reactions:
J.W.OLNESS Search for a decay of the 8.88-MeV state in 0^{16}
E.L.SPENKEL Phys.Rev. 123 (1961) 1382
- [19] T.A.GRIFFY Beta decay involving the $\text{Be}^{8*}(2^+)$ state
L.C.BIEDENHARN Nucl.Phys. 15 (1960) 636
- [20] E.FEENBERG The interpretation of comparative half-lives in the Fermi theory of beta-decay
G.TRIGG Rev.Mod.Phys. 22 (1950) 399
- [21] D.STROMINGER Table of isotopes
J.M.HOLLANDER Rev.Mod.Phys. 30 (1958) 585 - 904, hier S.599
G.T.SEABORG
- [22] A.TUBIS Tables of nonrelativistic Coulomb wave functions
The University of California, Los Alamos:
LA 2150 (1957)

- [23] A.V.LUK'YANOV
I.V.TEPLOV
M.K.AKIMOVA
Tables of Coulomb wave functions
(Transl. by D.E.Brown)
Pergamon Press, Oxford etc. 1965
- [24] R.W.HILL
Elastic scattering of alpha-particles
by carbon
Phys.Rev. 90 (1953) 845
- [25] C.M.JONES
G.C.PHILLIPS
R.W.HARRIS
E.H.BECKNER
The scattering of alpha particles from C^{12}
Nucl.Phys. 37 (1962) 1
- [26] G.J.CLARK
D.J.SULLIVAN
P.B.TREACY
 ^{12}C - α elastic scattering and states of ^{16}O
between 9.16 and 12.11 MeV
Nucl.Phys. A110 (1968) 481
- [27] F.C.BARKER
Calculation of the $^{12}C+\alpha$ capture cross
section at stellar energies
Preprint submitted to Aust.J.Phys. July 1971
- [28] C.WERNTZ
Effect of the 7.12 MeV level in ^{16}O on the
alpha spectrum from ^{16}N β -decay
Preprint 1971

Herrn Professor Dr. H. Wäffler, dem Direktor der Kernphysikalischen Abteilung des Max-Planck-Instituts für Chemie in Mainz, danke ich für die Überlassung des Themas, die Bereitstellung der notwendigen Mittel, für zahlreiche Diskussionen und konstruktive Kritik.

Herrn Dr. K. Neubeck und Herrn Dipl.-Phys. W.-D. Pohligh danke ich für vielfältige Unterstützung bei der Durchführung dieser Arbeit. Herrn Privatdozent Dr. H. Arenhövel danke ich für wertvolle Hinweise zur zugrundeliegenden Theorie.

Fräulein A. Anisimoff und Herrn Dipl.-Math. C. Kurzeck danke ich für die Mithilfe bei der Auswertung und für die Überlassung des Programms zur Minimalisierung von χ^2 .

Lebenslauf

Am 10. Juli 1937 wurde ich in Heidelberg geboren als Sohn des Volksschullehrers Wilhelm Dietz und der Volksschullehrerin Käte Dietz, geb. Schelling.

Nach 4 Jahren Volksschule trat ich 1947 in ein Realgymnasium in Karlsruhe ein. 1956 machte ich dort die Reifeprüfung.

Vom Sommersemester 1956 an studierte ich an der Technischen Hochschule Karlsruhe zunächst ein Semester Chemie, dann wählte ich Physik als Studienfach. 1959 legte ich die Diplom - Vorprüfung in Physik ab.

Ab Wintersemester 1959/60 studierte ich an der Universität Göttingen. Unter Anleitung von Professor Dr. E. Meyer fertigte ich am III. Physikalischen Institut dieser Universität eine Diplomarbeit an mit dem Thema: "Messungen der Impedanz einer luftdurchströmten Rohröffnung". 1964 legte ich die Diplomprüfung ab.

Im Oktober 1964 trat ich in das Max - Planck - Institut für Chemie in Mainz ein, wo ich von Professor Dr. H. Wäffler das Thema der vorliegenden Dissertation erhielt.

Am 29. Juni 1972 bestand ich die Dr.-Prüfung. Gegenwärtig arbeite ich am Max - Planck - Institut für Chemie als wissenschaftlicher Assistent.

